Experimentelle Untersuchung der räumlichen Auflösungsgrenze in der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
HERBERT PAVLICEK
aus Schwenningen

1984

UNIV.
LEIDEN
NED.

Experimentelle Untersuchung der räumlichen Auflösungsgrenze in der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
HERBERT PAVLICEK
aus Schwenningen

1984

Tag der mündlichen Prüfung:	23. Februar 1984
Dekan:	Professor Dr. K.-H. Herrmann
1. Berichterstatter:	Professor Dr. R. P. Hübener
2. Berichterstatter:	Professor Dr. K.-H. Herrmann

Für Angelika

Abstract

PAVLICEK, HERBERT:

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER RÄUMLICHEN AUFLÖSUNGSGRENZE IN DER TIEFTEMPERATUR-RASTERELEKTRONENMIKROSKOPIE

Bei der Abrasterung eines dünnen supraleitenden Films mit dem Elektronenstrahl eines Rastermikroskops mit Tieftemperaturstufe können zweidimensionale Spannungsbilder der Probe sichtbar gemacht werden. Die räumliche Auflösung dieser Technik wurde untersucht mit Hilfe langer supraleitender Streifen und supraleitender Mikrobrücken. Dazu wurde das vom Elektronenstrahl hervorgerufene Spannungssignal in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Strahls auf der stromgesteuerten Probe verwendet. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit einem einfachen Modell der Wärmeausbreitung deutet daraufhin, daß die Elektronenbestrahlung als lokaler Heizeffekt aufgefaßt werden kann. Die räumliche Auflösung ist damit durch die thermische Ausheillänge begrenzt.

Durch hochfrequente Strahlmodulation kann infolge des thermischen Skin-Effekts die thermische Ausheillänge merklich unter ihren statischen Wert gehalten werden. Je nach Probenparametern erhält man für Modulationsfrequenzen des Elektronenstrahls in der Größenordnung von 100 MHz eine räumliche Auflösungsgrenze von etwa 1 µm.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung 1
   1.1. Ziel der vorliegenden Arbeit 2

2. Grundlagen der Tieftemperatur-Rasterelektronen-
   mikroskopie (TTREM)..... 5
   2.1. Prinzip des normalen REM 5
      2.1.1. Erzeugung von Spannungsbildern im REM 5
   2.2. Heliumgekühlter Kryostat für das REM 6

3. Theoretische Grundlagen 8
   3.1. Störung des Supraleiters mit dem Elektronen-
      strahl 8
   3.2. Wärmebilanzgleichung 9
   3.3. Lösung der Wärmebilanzgleichung 12
      3.3.1. Die thermische Ausheillänge 17
      3.3.2. Die Grenzkreisfrequenz oder thermische
         Relaxationszeit 18
      3.3.3. Weitere Möglichkeiten 19

4. Experimente mit langen supraleitenden Streifen 22
   4.1. Probengeometrie und experimentelles Vorgehen 22
   4.2. Probenherstellung 25
   4.3. Elektrischer Aufbau 30
   4.4. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion 33
      4.4.1. Probe Sn 4 33
      4.4.2. Probe SnAu 1 39

5. Experimente an Mikrobrücken mit Kanalstruktur 44
   5.1. Probengeometrie und experimentelles Vorgehen 44
   5.2. Beziehung zwischen Spannungssignal und
      Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl ... 45
   5.3. Probenherstellung 49
   5.4. Elektrischer Aufbau 53

5.5. Experimentelle Ergebnisse zur räumlichen Auflösung und Diskussion 57
5.5.1. Probe Sn 9 58
5.5.2. Probe Sn 10 64
5.5.3. Probe Pb 1 68
5.5.4. Probe PbIn 2 72
5.5.5. Probe PbIn 3 78
5.6. Zeitaufgelöste Messungen 87

6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen 95

7. Anhang 97
7.1. Lösung der Wärmebilanzgleichung mit Hilfe des Greenschen Formalismus 97
7.2. Zusammenstellung der verwendeten Proben 102

8. Literaturverzeichnis 103

1. EINLEITUNG

Das Rasterelektronenmikroskop (REM) ist seit seiner kommerziellen Einführung vor etwa 20 Jahren zu einem wertvollen Instrument bei der Untersuchung von Festkörperoberflächen geworden [1, 2]. Die Abbildung von Oberflächen mit emittierten Sekundärelektronen (SE) und rückgestreuten Elektronen (RE) stellt jedoch nicht die einzige Nachweismethode des REM dar. Bei der Ausnutzung des Probenstroms zur Helligkeitssteuerung des Bildschirms erhält man beispielsweise außer der Oberflächentopografie Informationen mit Hilfe des Materialkontrastes. Eine Reihe von Möglichkeiten ergeben sich auch durch die Nutzung der durch Elektronenstrahlbeschuß entstehenden elektromagnetischen Wellen im Bereich vom Infraroten bis hin zur Röntgenstrahlung. Stellvertretend seien hier nur Kathodolumineszenz oder Röntgenmikroanalyse genannt [3]. Auch für die Halbleiterindustrie bietet sich die Rastermikroskopie an, z.B. beim Funktionstest von Halbleiterbauelementen, wobei das SE-Signal durch das Probenpotential beeinflußt wird und somit Potentialkontraste sichtbar gemacht werden. Ein besonders eindrucksvolles Beispiel hierfür liefert die Sichtbarmachung der Dynamik eines Mikroprozessors durch Feuerbaum [4].

Im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit ist die Technik der elektronenstrahlinduzierten Spannungserzeugung (EBIV) [5] von Bedeutung, mit der in Halbleitern pn-Übergänge sichtbar gemacht werden, indem man das ortsabhängige Spannungssignal der Helligkeitssteuerung des Bildschirms zuführt. Solche ortsabhängigen Spannungssignale entstehen auch unter bestimmten Bedingungen bei strombelasteten Supraleitern durch lokale Erwärmung des Elektronenstrahls. Diese Möglichkeit der Anwendung des REM wurde von Clem und Huebener beschrieben [6].

UNIV. LEOBEN ABT.

Zur Realisierung solcher Untersuchungen ist es notwendig, die Probe auf tiefe Temperaturen um 4 K abzukühlen. Mit flüssigem Helium gekühlte Probentische als Einschübe für die Probenkammer eines REM wurden von verschiedenen Autoren vorgeschlagen und verwirklicht [7 - 10]. Eine derartige Kombination eines REM mit einem heliumgekühlten Probentisch wird im folgenden TTREM (Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop) genannt. Mit einem TTREM wurden in letzter Zeit eine Reihe neuartiger Experimente durchgeführt: im Supraleiter durch Joulesche Wärme erzeugte Temperaturstrukturen oder normalleitende Gebiete, sogenannte Hotspots [11], können sichtbar gemacht werden [12 - 14] sowie die Phononenfokussierung in α-Quarz und Saphir [15, 16]. Die Abbildung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten stellt ebenfalls ein Anwendungsgebiet dieser Technik dar [17, 18].

1.1. ZIEL DER VORLIEGENDEN ARBEIT

Bei der Abbildung zweidimensionaler Strukturen in supraleitenden Materialien stört der Elektronenstrahl den Supraleiter lokal. Die wichtige Frage ist nun die, mit welcher räumlichen Auflösung man Strukturen sichtbar machen kann, wenn davon ausgegangen wird, daß die Elektronensonde einen Durchmesser von etwa 5 nm hat und die normale Auflösungsgrenze eines REM je nach Objekt und Nachweismethode zwischen 5 - 20 nm und 10 µm liegt [3].

Man wird dabei feststellen, daß die räumliche Auflösung bei unseren Experimenten durch die sogenannte thermische Ausheillänge gegeben ist. Diese Größe gibt an, in welcher Entfernung eine lokale Erwärmung auf den e-ten Teil ihres Maximalwertes abgeklungen ist. Um die räumliche Auflösung zu verbessern, muß man versuchen, diese thermische Ausheillänge zu verkleinern. Dazu kann man die Probenparameter ändern,

insbesondere die Wärmeleitfähigkeit des zu untersuchenden Filmes verkleinern oder den Wärmeübergang ins Heliumbad verbessern. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Elektronenstrahl hochfrequent zu modulieren [19]. Aufgrund des thermischen Skin-Effekts ist eine Verkürzung der thermischen Ausheillänge zu erwarten.

Nach einer kurzen Skizzierung der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie im Kapitel 2 werden im Kapitel 3 die theoretischen Grundlagen in der Behandlung der eindimensionalen Wärmebilanzgleichung zur Verfügung gestellt unter der Annahme eines sinusförmig modulierten Elektronenstrahls. Es ergeben sich weitere Konsequenzen aus dem theoretischen Modell: durch Messung der thermischen Ausheillänge bei verschiedenen Frequenzen lassen sich jeweils zwei von drei wichtigen Probenparametern bestimmen, als da sind: die thermische Leitfähigkeit des Films κ, die Wärmekapazität des Films pro Volumeneinheit C und der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Film und Substrat α.

Im 4. Kapitel werden die Experimente mit einer quasi-eindimensionalen Struktur, einem 75 µm langen und 1 - 2 µm breiten Streifen aus supraleitendem Zinn, dargestellt. Dieser besaß zusätzlich noch einen feinen Spannungsabgriff in der Mitte, um die Spannungsverläufe in beiden Hälften des stromdurchflossenen Streifens zu untersuchen. Aus dem räumlichen Verlauf der Spannungssignale, die durch die Elektronenbestrahlung des Streifens hervorgerufen werden, sollte die thermische Ausheillänge bestimmt werden können. Experimentelle Schwierigkeiten infolge der unwillkürlich auftretenden Inhomogenitäten des langen Streifens, der außer der Elektronenbestrahlung vom Strom durchflossen wurde, waren der Grund, eine neue Modellgeometrie zu entwickeln, bei der diese Nachteile nicht mehr auftreten konnten.

Die Experimente mit der neuen Modellgeometrie werden im 5. Kapitel beschrieben. Dabei diente eine strombelastete supraleitende Mikrobrücke als Bolometer für die Heizwirkung

des Elektronenstrahls. Der Elektronenstrahl wurde in einer Kanalstruktur auf dem Film entlang bewegt und der Mikrobrücke genähert, wobei die Spannungssignale in Abhängigkeit vom Ort des Strahlfokus aufgenommen wurden. Dieser Kanal war nicht vom Strom durchflossen, so daß keine Probenstromschwankungen infolge von Inhomogenitäten des Kanals auftreten konnten. Die hochfrequente Modulation des Elektronenstrahls stellt einen wichtigen Bestandteil dieser Experimente dar.

Im 6. Kapitel werden die wesentlichen Punkte noch einmal zusammengefaßt. Der Anhang besteht aus der ausführlichen Lösung der Wärmebilanzgleichung und einer Tabelle der untersuchten Proben mit ihren wichtigsten Daten.

2. GRUNDLAGEN DER TIEFTEMPERATUR-RASTERELEKTRONENMIKROSKOPIE (TTREM)

2.1. PRINZIP DES NORMALEN REM

In einem REM wird ein Elektronenstrahl durch thermische Emission einer Wolfram- oder LaB_6-Kathode oder durch Feldemission erzeugt und auf eine Spannung etwa zwischen 1 und 30 kV beschleunigt. Der Durchmesser des Elektronenstrahls im sogenannten "cross over" unterhalb des Wehneltzylinders wird mit Hilfe von zwei bis drei magnetischen Linsen verkleinert. Zwischen der letzten und vorletzten Linse befindet sich im allgemeinen die Strahlablenkungseinheit, die den Elektronenstrahl zeilenförmig über die Probenoberfläche führt. Von derselben Ablenkungseinheit gesteuert wird der Elektronenstrahl einer Bildröhre. Die von den einzelnen Punkten der elektronenbestrahlten Probe ausgehenden Signale werden je nach ihrer Art von geeigneten Detektoren erfaßt und verstärkt der Einheit zugeführt, die für die Helligkeitsmodulation der Bildröhre verantwortlich ist. Auf diese Weise erhält man ein Bild der Probenoberfläche oder ihrer Materialzusammensetzung [1 - 3, 5]. Einige der verschiedenen Nachweismethoden wurden bereits in Kapitel 1 kurz skizziert, und es soll hier auf Details nicht eingegangen werden, da diese schon in der umfangreichen Fachliteratur eingehend beschrieben wurden.

2.1.1. ERZEUGUNG VON SPANNUNGSBILDERN IM REM

Wenn durch einen Supraleiter ein elektrischer Strom fließt, tritt bis zu einem kritischen Strom I_c keine Spannung auf. Erst bei Überschreitung des kritischen Stroms geht die Strom-Spannungskennlinie allmählich in die Ohmsche Gerade über [20]. Wird der strombelastete Supraleiter zusätzlich

durch den Elektronenstrahl gestört, insbesondere durch Erwärmung im Auftreffpunkt und dessen Umgebung, tritt bereits Spannung auf, und zwar, wenn der Supraleiter an seiner schwächsten Stelle oder in deren Nähe bestrahlt wird. Die schwächste Stelle befindet sich im allgemeinen an einer Verengung, z.B. einer Mikrobrücke zwischen großen Kontaktflächen. Das in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Elektronenstrahls entstehende Spannungssignal wird verstärkt und dem Video-Eingang des REM zugeführt. Auf diese Weise erhält man sogenannte "Spannungsbilder" des Supraleiters, wobei die Intensität der Bilder mit der Spannung zunimmt. Die Stellen des Supraleiters, an denen Spannung auftritt, sind dann als zweidimensionale leuchtende Flächen zu sehen.

Auf den Zusammenhang zwischen der Spannung und der Temperaturerhöhung der Probe soll erst in Abschnitt 5.2. näher eingegangen werden.

2.2. HELIUMGEKÜHLTER KRYOSTAT FÜR DAS REM

Im TTREM wird der normale Probentisch durch einen Einschub ersetzt, der mit einem Metallkryostaten in Verbindung steht. Bild 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der heliumgekühlten Stufe [10]. Das flüssige Helium kühlt hierbei das Substrat direkt an der Rückseite, während die Oberseite dem Vakuum der Mikroskopsäule zugewandt ist. Die Probe selbst wird mit einer Rändelschraube am Probenhalter fixiert und mit einem Indiumdraht abgedichtet (Bild 2.2).

Die Temperatur des Badkryostaten kann zwischen 1.5 K und 4.2 K durch Abpumpen geregelt werden. Die Substrattemperatur ist praktisch mit der Heliumbadtemperatur identisch, was auch durch einen zusätzlichen Kühlkörper an der Rückseite des Substrats erreicht wird, der direkt ins flüssige Helium taucht.

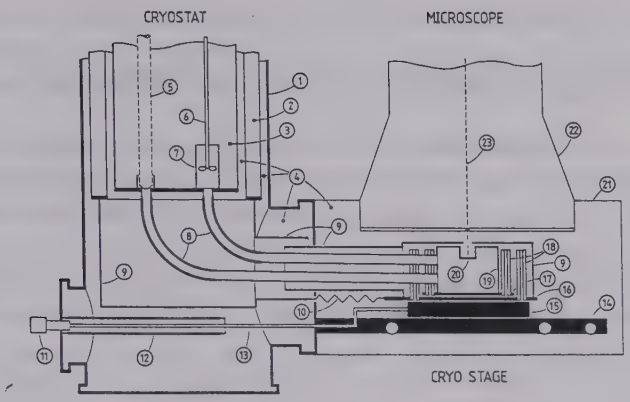


Bild 2.1: Prinzip des Rastermikroskops mit Tieftemperaturstufe: (1) Außenmantel, (2) Reservoir für flüssigen N_2, (3) Reservoir für flüssiges He, (4) Vakuum, (5) Position des Hebers, (6) (7) He-Umwälzsystem, (8) Heliumrohre mit Faltenbälgen, (9) N_2-Abschirmung, (10) flexible thermische Kopplung, (11) Mikrometerschraube, (12) Durchführung mit Faltenbalg, (13) Stoßstange, (14) Führungsschiene des Mikroskops, (15) x-y-Verschiebungsteil, (16) N_2-Grundplatte, (17) He-Grundplatte, (18) thermisch isolierende Abstandsstücke, (19) Tank für flüssiges He, (20) Probe, (21) Mikroskopkammer, (22) Mikroskopsäule, (23) Elektronenstrahl.

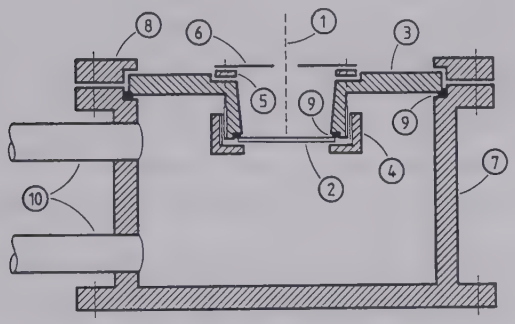


Bild 2.2: Probe und Halterung im eingebauten Zustand: (1) Elektronenstrahl, (2) Probe, (3) Probenhalter, (4) Quetschring, (5) Kupferring zum Abfangen der Zuleitungen, (6) thermische Abschirmblende, (7) Tank für flüssiges He, (8) Klemmring, (9) Indiumdichtung, (10) Heliumrohre.

3. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

3.1. STÖRUNG DES SUPRALEITERS MIT DEM ELEKTRONENSTRAHL

Die Bestrahlung eines supraleitenden Films mit einem Elektronenstrahl einer Energie von etwa 30 keV verursacht eine schwerwiegende Störung im supraleitenden Material, da die Energielücke nur in der Größenordnung von einigen Millielektronenvolt liegt. Während die Einflüsse von Licht, Mikrowellen, Wärmepulsen, Phononen und Quasiteilcheninjektion in den letzten Jahren sehr viel untersucht wurden, ist man weit entfernt von einem tiefergehenden Verständnis aller Effekte, die bei einer Elektronenbestrahlung im Supraleiter auftreten. Das Verhalten des Supraleiters im Nichtgleichgewicht unter einer externen Störung und die zahlreichen Relaxationsprozesse wurden intensiv sowohl experimentell als auch theoretisch behandelt [21 - 24].

Das Gesamtsystem von Cooperpaaren, Quasiteilchen und Phononen in einem Supraleiter ist überaus komplex und die theoretische Behandlung der Nichtgleichgewichtsverteilung der Quasiteilchen und Phononen führt auf die Lösung der zugehörigen Boltzmann-Gleichungen zusammen mit der BCS-Energielücken-Gleichung für das Nichtgleichgewicht [25 - 27]. Der einfachste Fall der Quasiteilcheninjektion bei niedrigen Energien ist recht gut untersucht und verstanden worden. Was jedoch bei der Störung mit dem Elektronenstrahl genau vor sich geht, entzieht sich weitgehend einer quantitativen Beschreibung. Trotzdem seien hier einige mögliche Prozesse bei der Bestrahlung einer supraleitenden Schicht aufgezählt:

- Es werden Elektronen von der Schicht reflektiert, die in etwa dieselbe Energie beibehalten wie die des einfallenden Strahls [1 - 3].
- Aus einem Bereich innerhalb der sogenannten Streubirne [1 - 3, 6] der Größenordnung 1 µm treten Sekundärelektronen aus, die ihre Anfangsenergie weitgehend verloren haben.

- Phononen werden erzeugt, indem der Elektronenstrahl mit den Valenzelektronen wechselwirkt, und über Relaxationsprozesse entstehen quantisierte Gitterschwingungen.

- Durch die entstandenen Phononen werden Cooperpaare, Quasiteilchen und die dazugehörenden Phononen in einen Nichtgleichgewichtszustand gebracht.

- Quasiteilchen können unter Aussendung von 2-Δ-Phononen wieder zu Cooperpaaren rekombinieren.

Der Haupteffekt ist durch einfache lokale Probenerwärmung zu beschreiben. Wir wollen uns daher im folgenden auf diesen Aspekt der Wechselwirkung beschränken und sehen dabei den Elektronenstrahl als feingebündelte Heizsonde an.

3.2. WÄRMEBILANZGLEICHUNG

Um die Wärmebilanzgleichung aufstellen zu können, muß man von den experimentellen Voraussetzungen ausgehen. Die Proben sind im allgemeinen so aufgebaut, wie es in Bild 3.1 dargestellt ist: auf ein gut wärmeleitendes Substrat wird ein dünner Metallfilm aufgedampft, der dem Vakuum der Mikroskopsäule zugewandt vom Elektronenstrahl punktförmig gestört wird. Das Substrat wird an der Unterseite von flüssigem Helium gekühlt. Dabei kann davon ausgegangen werden, daß die Temperatur des Substrats und auch des Films der Heliumbadtemperatur entspricht.

Wir betrachten hier ein eindimensionales Modell der Wärmeausbreitung, das wir später mit dem Experiment vergleichen wollen. Mit geeigneten Modellgeometrien, von denen in dieser Arbeit zwei vorgestellt werden, kann der eindimensionale Fall recht gut realisiert werden.

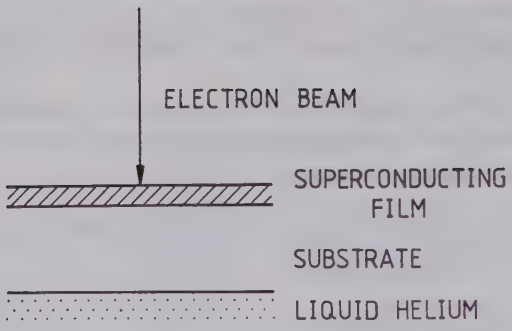


Bild 3.1: Querschnitt durch die Probe im TTREM .

Zunächst ist zu überlegen, welche Einzelbeiträge für die Wärmebilanzgleichung zu betrachten sind. In Bild 3.2 sind die für die Wärmebilanz wichtigen Größen in einem möglichen Ersatzschaltbild schematisch dargestellt: die Wärmeleitfähigkeit κ des dünnen supraleitenden Films der Dicke d und der Breite b, die Wärmekapazität pro Volumeneinheit C und der Wärmeübergangskoeffizient α, der die thermische Kopplung zwischen Film und Substrat beschreibt, das als Wärmereservoir auf der Badtemperatur T_B gehalten wird. Dem supraleitenden Streifen wird am Qrt x_o punktförmig pro Zeiteinheit die Wärmemenge $\dot{Q}$ zugeführt. Die Wärmebilanzgleichung als eindimensionaler Spezialfall einer recht allgemeingültigen Differentialgleichung für Diffusionsprobleme hat dann folgende Form:

$$\frac{\partial \dot{Q}}{\partial x} + Cdb\,\frac{\partial T}{\partial t} + \alpha b(T - T_B) = S_e \qquad (3.1)$$

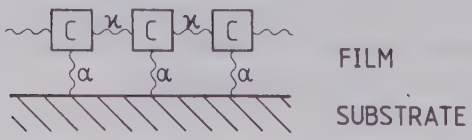


Bild 3.2: Schematische Darstellung der für die Wärmebilanz wichtigen Größen.

Für diese lokale Energiebilanz berücksichtigen wir einen Term mit der räumlichen Änderung des Wärmestroms, einen weiteren, der die zeitliche Änderung der Temperatur darstellt und einen dritten, der mit dem Wärmeübergang vom Film ins Substrat zusammenhängt. Charakterisiert wird dies durch den Wärmeübergangskoeffizienten α unter der Annahme, daß dieser Übergang linear mit einer Temperaturdifferenz zusammenhängt. Diese drei Beiträge sollen mit der von äußeren Quellen verursachten Störung S_e im Gleichgewicht stehen. Die Wärmestromdichte ist außerdem noch über das Ficksche Gesetz (z.B. in [28]) mit dem Temperaturgradienten verknüpft:

$$\dot{Q} = - \kappa db \frac{\partial T}{\partial x} \qquad (3.2),$$

d.h. ein Wärmestrom erzeugt einen Temperaturgradienten. Bildet man die Ableitung dieser Gleichung nach dem Ort x, und setzt diese in Gleichung (3.1) ein, erhält man

$$- \kappa db \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Cdb \frac{\partial T}{\partial t} + \alpha b \, (T - T_B) = S_e \qquad (3.3).$$

Zu guter letzt betrachten wir noch den Einfluß des Elektronenstrahles selbst, der in unserem Fall die äußere Störung darstellt. Der Elektronenstrahl soll dabei am Ort x_o mit der Kreisfrequenz ω periodisch harmonisch oszillieren zwischen der Leistung O und P_o, was experimentell natürlich nur angenähert realisiert werden kann. Daher ist

$$S_e = P_o \frac{1}{2} (1 + e^{i\omega t}) \delta(x - x_o) \qquad (3.4).$$

Weil man mit dem Elektronenstrahl nur heizen und nicht kühlen kann, ergibt sich für die Probe eine ständige statische Aufheizung, die sich im Beitrag von $P_o/2$ wiederspiegelt, während der dynamische Anteil durch $(P_o/2)e^{i\omega t}$ charakterisiert wird.

3.3. LÖSUNG DER WÄRMEBILANZGLEICHUNG

Zur Lösung der Gleichung (3.3) führt man zweckmäßigerweise neue Größen ein, die später noch genauer betrachtet werden. Wir beginnen mit

$$\eta_o^2 = \frac{\kappa d}{\alpha} \qquad (3.5),$$

wobei η_o die sogenannte statische thermische Ausheillänge ist. Weiterhin erhalten wir eine charakteristische Zeit

$$\tau = \frac{Cd}{\alpha} =: \frac{1}{\omega_c} \qquad (3.6),$$

die wir als thermische Relaxationszeit bezeichnen wollen, während man ω_c als Grenzkreisfrequenz definiert. Außerdem wird noch die Abkürzung

$$W_o = \frac{P_o}{2\eta_o \alpha b} = \frac{P_o}{2b\sqrt{\kappa\alpha d}} \qquad (3.7)$$

eingeführt. Die Wärmebilanzgleichung erhält dann folgende Form:

$$-\eta_o^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tau \frac{\partial T}{\partial t} + (T - T_B) = \eta_o W_o (1+e^{i\omega t})\delta(x-x_o) \qquad (3.8).$$

Die Lösung dieser Gleichung ist ausführlich im Anhang 7.1. beschrieben. Wir machen für die Temperatur den komplexen Ansatz

$$T(x) = T_{stat}(x) + T_{dyn}(x)e^{i\omega t} \qquad (3.9),$$

wobei T_{stat} eine statische Temperaturerhöhung charakterisieren soll, die immer bei der Elektronenbestrahlung auftritt. T_{dyn} enthält den modulierten Anteil, und für $\omega = 0$ hat dieser Anteil dieselbe Größe wie T_{stat}.

Aus dem Anhang 7.1. erhalten wir

$$\tilde{T}(\tilde{x}) = \tilde{T}_{stat}(\tilde{x}) + \frac{W_o}{2\hat{k}} e^{-(Re\hat{k})\tilde{x}} e^{-i(Im\hat{k})\tilde{x}} e^{i\tilde{\omega}\tilde{t}} \qquad (3.10)$$

mit $\tilde{T} = T - T_B$, $\tilde{x} = x/\eta_o$, $\tilde{\omega} = \omega/\omega_c$ und $\tilde{\tau} = t/\tau$. Der dynamische Term nach Gleichung (7.17) setzt sich also zusammen

- aus einer frequenzabhängigen Amplitude

$$\frac{W_o}{2\hat{k}} = \frac{W_o}{2} \frac{1}{\sqrt[4]{1+\tilde{\omega}^2}} e^{-\frac{i}{2}\arctan\tilde{\omega}}, \qquad (3.11)$$

  die die Trägheit beinhaltet, mit der das System Wärmestromänderungen in Temperaturänderungen umsetzt,

- aus einem räumlich exponentiell abfallenden Faktor mit der frequenzabhängigen Abklinglänge

$$\eta = \eta_o/\sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1+(\omega\tau)^2}+1)} \qquad (3.12)$$

- aus einem räumlich oszillierenden Faktor mit der frequenzabhängigen Wellenzahl

$$k = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1+(\omega\tau)^2}-1)}/\eta_o \qquad (3.13)$$

- und aus einem zeitlich mit der Anregungsfrequenz

$$\omega = \tilde{\omega}/\tau = \tilde{\omega}\omega_c \qquad (3.14)$$

  oszillierenden Faktor.

Die Gleichungen (3.11) bis (3.14) zeigen, daß sich bei der Kreisfrequenz

$$\omega_c = \frac{\alpha}{Cd} \qquad (3.15)$$

das Verhalten des Systems drastisch ändert. Eine Betrachtung der Grenzfälle großer und kleiner Frequenzen gemessen an ω_c ergibt daher weitere interessante Aufschlüsse darüber. Zunächst sei für

$\omega << \omega_c$: - $\frac{W_o}{2\hat{k}} = \frac{W_o}{2}$ (3.16a).

Die Amplitude ist frequenzunabhängig, und die Temperatur folgt der Wärmestromänderung ohne Phasenverschiebung.

- $\eta = \sqrt{\frac{\kappa d}{\alpha}} = \eta_o$ (3.16b).
Die Abklinglänge η ist ebenfalls frequenzunabhängig und gleich dem bekannten Wert für den statischen Fall.

- $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{4\pi\omega_c}{\omega}\eta_o >> \eta_o$ (3.16c).
Die Wellenlänge der räumlichen Oszillationen ist sehr viel größer als die Ausheillänge η_o, d.h. es ist keine räumliche Oszillation bzw. Phasenverschiebung entlang des Streifens feststellbar.

Es soll nun der Grenzfall großer Frequenzen betrachtet werden:

$\omega >> \omega_c$: - $\frac{W_o}{\lambda} = \frac{W_o}{2}\sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}}\, e^{-i\pi/4}$ (3.17a).
$2k$
Die Temperaturamplitude fällt mit steigender Frequenz ($\sim 1/\sqrt{\omega}$), und es stellt sich eine konstante Phasenverschiebung von $\pi/4$ zwischen Temperatur und Wärmestrom ein.

- $\eta = \eta_o\sqrt{\frac{2\omega_c}{\omega}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{C\omega}} \sim \frac{1}{\sqrt{\omega}}$ (3.17b).
Die Abklinglänge η fällt ebenfalls mit steigender Frequenz und ist als Skintiefe einer Temperaturwelle interpretierbar.

- $\lambda = \frac{2\pi}{k} = 2\pi\eta_o\sqrt{\frac{2\omega_c}{\omega}} \sim \frac{1}{\sqrt{\omega}}$ (3.17c).
Die Wellenlänge λ ist vergleichbar mit der Abklinglänge, so daß eine merkliche Phasenverschiebung entlang des Streifens auftritt. Außerdem ist λ frequenzabhängig, so daß z.B. Temperaturimpulse entlang des Steifens wegen Dispersion zerlaufen.

Die Interpretation der frequenzabhängigen thermischen Ausheillänge η als thermische Skintiefe kann auch an folgendem Beispiel klargemacht werden: während die jährlichen Temperaturschwankungen der Erde infolge der unterschied-

lichen Sonnenbestrahlung bis in die Größenordnung von Metern in die Erdoberfläche eindringen, bleiben die täglichen, also "hochfrequenten" Temperaturänderungen auf eine Tiefe von einigen Zentimetern beschränkt.

Der thermische Skineffekt hat bei hohen Frequenzen dieselbe $1/\sqrt{\omega}$ -Abhängigkeit wie der elektrische [29]. Auch Cargill erhält bei der elektroakustischen Mikroskopie mit hochfrequent moduliertem Elektronenstrahl [30] eine charakteristische Länge für den Temperaturverlauf, die dieselbe Frequenzabhängigkeit aufweist.

In Bild 3.3 sind Lösungen der Wärmebilanzgleichung für verschiedene Frequenzen dargestellt. Für die Zeit wurde

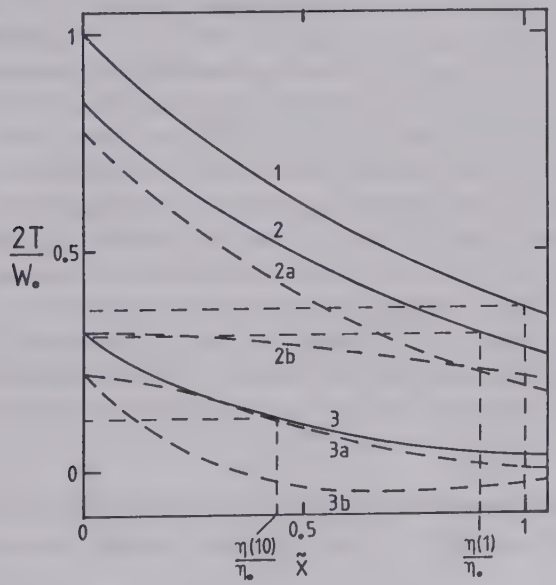


Bild 3.3: Lösungen der Wärmebilanzgleichung für verschiedene Frequenzen $\tilde{\omega} = \omega/\omega_c$.
Kurve 1: δT_{stat} $(\tilde{\omega} = 0)$
Kurve 2: δT_{dyn} für $\tilde{\omega}$=1, 2a: $Re(\delta T_{dyn})$, 2b:-$Im(\delta T_{dyn})$
Kurve 3: δT_{dyn} für $\tilde{\omega}$=10,3a: $Re(\delta T_{dyn})$, 3b:-$Im(\delta T_{dyn})$.

bei allen Kurven t = 0 gesetzt. Aufgetragen ist die jeweilige Temperaturkomponente normiert auf die Größe $W_o/2$ gegenüber der normierten Koordinate $\tilde{x} = x/\eta_o$. Kurve 1 zeigt den statischen Anteil δT_{stat} der Lösung aus der Gleichung (7.20) des Anhangs. Die statische thermische Ausheillänge ist trivialerweise bei $\tilde{x} = 1$ direkt abzulesen. Kurve 2 ist der durch Gleichung (7.19) des Anhangs definierte Betrag des dynamischen Anteils der Temperatur bei einer Kreisfrequenz von $\tilde{\omega} = \omega/\omega_c = 1$. Die thermische Ausheillänge $\eta(\tilde{\omega} = 1)$ normiert auf die statische Ausheillänge η_o erhält man, indem man betrachtet, wann die Kurve 2 auf den e-ten Teil ihres Wertes bei $\tilde{x} = 0$ abgefallen ist. Die Kurven 2a und 2b stellen den Realteil bzw. negativen Imaginärteil des dynamischen Anteils dar. Die Kurven 3, 3a und 3b zeigen analog das Abklingen der Temperatur für die Kreisfrequenz $\omega = 10\ \omega_c$, d.h. $\tilde{\omega} = 10$. Auch hier kann man die noch weiter verkürzte thermische Ausheillänge $\eta(\tilde{\omega} = 10)$ ablesen. Im Kapitel 5 werden wir noch den Zusammenhang zwischen einer Temperaturerhöhung der Probe und einem daraus resultierenden Spannungssignal diskutieren. An dieser Stelle sei nur soviel erwähnt, daß es sich dabei um eine lineare Beziehung der beiden Größen handelt. Man ist daher in der Lage, Spannungskurven der Art von 2a und 2b mit dem Lock-In-Verstärker zu messen, wobei es sich um die gegeneinander um 90^o bzw. $\pi/2$ phasenverschobenen Spannungssignale handelt, aus denen man den Betrag des Signals $\delta V \sim \delta T_{dyn}$ ermitteln kann. Durch geeignete apparative Maßnahmen sind auch der Betrag des Spannungssignals und die Abhängigkeit der Phase vom Ort direkt meßbar.

Die Phasenbeziehung $\frac{d\varphi}{d\tilde{x}}$ ist für alle Frequenzen jeweils konstant und hat für Größe $\tilde{\omega}$ die einfache Beziehung

$$\frac{d\varphi}{d\tilde{x}} = \sqrt{\frac{\tilde{\omega}}{2}} \qquad (3.18).$$

Daraus erhält man den hier eindimensionalen Wellenvektor k nach Gleichung (3.17c)

$$k = \frac{1}{\eta_o} \frac{d\varphi}{d\tilde{x}} \tag{3.19}$$

und kann damit die räumliche periodische Oszillation mit ihrer Wellenlänge λ ermitteln. Für $\tilde{\omega} = 10$ beträgt die reduzierte Wellenlänge

$$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{\eta_o} = 2\pi / \frac{d\varphi}{d\tilde{x}} \simeq 2.8 \tag{3.20}.$$

In den Kurven 3a und 3b kann man die räumliche Oszillation nur ungefähr erkennen, da nur ein Ausschnitt von etwa $\tilde{\lambda}/2$ aufgetragen wurde.

Außerdem kann eine Phasengeschwindigkeit v_{ph} definiert werden durch

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{d\varphi/dx} \tag{3.21a}.$$

Für große Frequenzen geht diese über in

$$v_{ph} := \sqrt{\frac{2\kappa\omega}{C}} \tag{3.21b}.$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_g, die den Energietransport beschreibt, ist definiert durch

$$v_g := \frac{d\omega}{dk} \tag{3.22a}$$

und geht für große Frequenzen über in

$$v_g = 2\sqrt{\frac{2\kappa\omega}{C}} = 2\, v_{ph} \tag{3.22b}.$$

Auf diese Größen kehren wir noch im 5. Kapitel zurück.

3.3.1. DIE THERMISCHE AUSHEILLÄNGE

Im vorigen Abschnitt wurden die statische thermische Ausheillänge η_o und die frequenzabhängige thermische Ausheillänge $\eta(\omega)$ berechnet. Im Abschnitt 1.1. wurde bereits der Zusammenhang zwischen der thermischen Ausheillänge und

der räumlichen Auflösung des Rasterelektronenmikroskops hergestellt. Bei punktförmiger Bestrahlung der Probe fällt das Signal innerhalb der thermischen Ausheillänge η_o bzw. $\eta(\omega)$ab, woraus unmittelbar folgt, daß diese Größen die räumliche Auflösung des Verfahrens begrenzen. Mit der Hochfrequenzmodulation des Elektronenstrahls hat man die Möglichkeit, die räumliche Auflösungsgrenze in die Größenordnung von etwa einem Mikrometer zu drücken.

Bei sehr großen Frequenzen im Gigahertz-Bereich können allerdings noch andere als die hier beschriebenen Mechanismen die Auflösungsgrenze bestimmen. Außerdem nimmt die Amplitude der Spannungssignale mit höheren Frequenzen ab, da die Temperaturerhöhung ebenfalls kleiner wird.

3.3.2. DIE GRENZKREISFREQUENZ ODER THERMISCHE RELAXATIONSZEIT

Ebenso wie wir für die räumliche Auflösung eine charakteristische Länge erhalten haben, existiert für die zeitliche Auflösung eine charakteristische Zeit, die wir bereits in Gleichung (3.6) gefunden haben. Diese thermische Relaxationszeit τ ist diejenige Zeit, die der dünne Film benötigt, um nach dem Einfall des Elektronenstrahls wieder ins thermische Gleichgewicht zurückzufallen.

Pulst man den Elektronenstrahl mit einer kleinen Frequenz, die einer Zeit größer als die thermische Relaxationszeit entspricht, kann die Probe mit einer Temperaturerhöhung reagieren, die praktisch unmittelbar auf den Einfall des Elektronenstrahls folgt. Wird die Frequenz erhöht, so daß die Relaxationszeit unterschritten wird, kommt es zu zwei Effekten:

- zum einen wird die absolute Temperaturerhöhung niedriger werden, da sie sich infolge der verkürzten Zeit nicht vollständig aufbauen kann.

- zum anderen verkürzt sich die thermische Ausheillänge von ihrem statischen Wert η_o auf kleinere Werte.

Die thermische Relaxationszeit ist um Größenordnungen länger als die Thermalisationszeit τ_b, die angibt, in welcher Zeit die Elektronen die thermische Energie der bestrahlten Atome erreichen. Die Thermalisationszeit liegt bei etwa 10^{-14} s [6] während die thermische Relaxationszeit für die hier untersuchten Anordnungen je nach Material und Geometrie etwa 10^{-7} s beträgt.

3.3.3. WEITERE MÖGLICHKEITEN

Aus den Berechnungen und den Grenzwertbetrachtungen von Abschnitt 3.3. ergibt sich eine neue Möglichkeit zur Bestimmung der Materialkonstanten κ, α und C. Dabei ist eine der drei Größen vorzugeben, z.B. die Wärmeleitfähigkeit aus der spezifischen Leitfähigkeit des Films mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes, worauf die beiden anderen festgelegt werden können.

Es ergeben sich zwei verschiedene Wege:

- Durch Messungen der Temperaturamplitude und der Phase in Abhängigkeit vom Ort ergeben sich die Größen $\eta(\omega)$ und $k(\omega)$. Daraus können Verhältnisse der erwähnten Konstanten abgeleitet werden. Z.B. ist für große $\omega >> \omega_c$:

$$\frac{\kappa}{C} = \frac{\eta}{k} \cdot \frac{\omega}{2} \qquad (3.23).$$

Außerdem gilt für große $\omega >> \omega_c$

$$\omega_c = \frac{1}{2} k\eta\omega \qquad (3.24)$$

bzw.

$$\frac{\alpha}{C} = \frac{1}{2} k\eta\omega d \qquad (3.24a).$$

Für alle Frequenzen ω gilt eine andere Beziehung

$$\frac{1}{\eta_o^2} = \frac{1}{\eta^2} - k^2 \qquad (3.25)$$

bzw.

$$\frac{\alpha}{\kappa} = d\ (\frac{1}{\eta^2} - k^2) \qquad (3.25a).$$

- Aus den Werten für η bei verschiedenen Frequenzen ω_i und ω_k (i, k = 1,2,...) lassen sich Beziehungen zwischen zwei der drei Größen herleiten:

$$\eta_o = \sqrt{\frac{\kappa d}{\alpha}} = \eta_i \eta_k \sqrt{\frac{(\eta_k\omega_k)^2-(\eta_i\omega_i)^2}{(\eta_k^2\omega_k)^2-(\eta_i^2\omega_i)^2}} \qquad (3.26)$$

mit $\eta_{i,k} = \eta(\omega_{i,k})$

und

$$\frac{\kappa}{C} = \frac{\eta_i \eta_k}{2} \sqrt{\frac{(\eta_k\omega_k)^2-(\eta_i\omega_i)^2}{\eta_i^2 - \eta_k^2}} \qquad (3.27).$$

Eine weitere Beziehung zwischen η_o und Ausheillängen bei höheren Frequenzen lautet:

$$\tau = \frac{1}{\omega_c} = \frac{Cd}{\alpha} = \frac{2}{\omega_k} \frac{\eta_o}{\eta_k} \sqrt{(\frac{\eta_o}{\eta_k})^2 - 1} \qquad (3.28).$$

Aus Gleichung (3.26) erhält man bei Kenntnis von κ den Wärmeübergangskoeffizienten α und aus Gleichung (3.27) die Wärmekapazität C. Gleichung (3.28) ist sehr gut dazu geeignet, die Relaxationszeit zu bestimmen, indem man bei verschiedenen Frequenzen die Ausheillänge mißt. Die Kenntnis von η_o erfolgt entweder über die Gleichung (3.26) oder ebenfalls durch Messung.

Auf diesen beiden Wegen läßt sich daher die Theorie auf ihre Anwendbarkeit für das Experiment überprüfen. Da wir aus den späteren Messungen die Parameter auf mehrere Arten ermitteln können, ergibt sich eine vernünftige Kontrolle über die Genauigkeit der Messungen.

Eine wichtige Tatsache soll noch einmal ganz deutlich vor Augen geführt werden: es lassen sich jeweils nur Verhältnisse der drei Größen untereinander bestimmen. Zur Ermittlung der einzelnen Konstanten ist jedoch eine absolute Kenntnis des Orts und der zugeführten Wärmemenge erforderlich. Dazu müßte man aber die absorbierte Strahlleistung P_o sehr genau kennen. Dies ist aber bis jetzt noch nicht möglich mit ausreichender Genauigkeit, da dies ein experimentell ziemlich kompliziertes Problem darstellt.

4. EXPERIMENTE MIT LANGEN SUPRALEITENDEN STREIFEN

4.1. PROBENGEOMETRIE UND EXPERIMENTELLES VORGEHEN

Wie bereits im Abschnitt 3.2. erwähnt wurde, sollten für diese Experimente solche Proben hergestellt werden, die quasi-eindimensionale Strukturen aufweisen, um das theoretische Modell mit der eindimensionalen Wärmebilanzgleichung überprüfen zu können. Dazu müssen zwei der drei Dimensionen der zu untersuchenden Struktur vernachlässigbar gegenüber der dritten sein. Diese Bedingung erfüllt z.B. ein langer Streifen, dessen Breite und Dicke klein im Verhältnis zur Länge sind. Untersucht wird dabei die räumliche Abhängigkeit eines Spannungssignals, das durch die Elektronenbestrahlung des stromdurchflossenen Streifens hervorgerufen wird. Der räumliche Verlauf des Signals steht dann in direktem Zusammenhang mit der räumlichen Auflösung.

Die ersten Experimente wurden daher mit einem sehr langen und schmalen (75 µm x 1 µm) supraleitenden Streifen von 0.5 µm Dicke durchgeführt. In der Mitte des Streifens befand sich ein zusätzlicher Spannungsabgriff (Bild 4.1). Anfangs wurde dieser in einem Schritt mit der langen Mikrobrücke aufgedampft und war daher aus demselben Material. Aus experimentellen Gründen wurde der Mittelabgriff bei späteren Proben aus einem dünnen Goldfilm in einer getrennten Aufdampfung hergestellt. Eine schematische Darstellung dieser prinzipiell gleichen Geometrie findet man in Bild 4.2. Es können Spannungssignale zwischen den Kontaktbänken A und B, aber auch zwischen A und C bzw. B und C gemessen werden.

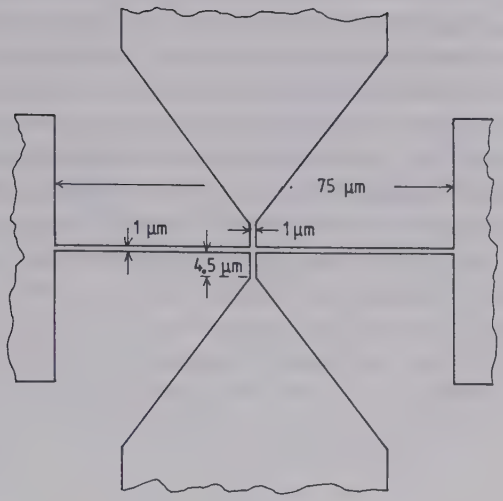


Bild 4.1: Probengeometrie für lange supraleitende Streifen mit Mittelabgriff aus demselben Material wie der Streifen (nicht maßstabsgetreu).

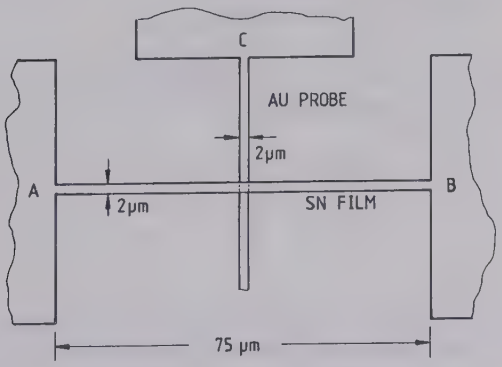


Bild 4.2: Probengeometrie für lange supraleitende Streifen mit Mittelabgriff aus 20 nm dicker und 2 µm breiter Goldsonde.

Der lange supraleitende Streifen wird von einem Elektronenstrahl abgerastert (Bild 4.3). Der Elektronenstrahl wird quer zum stromtragenden Supraleiter geführt und nach jedem Durchgang in longitudinaler Richtung weitergeführt. Dabei liegt die Frequenz, mit der der Elektronenstrahl über den Streifen rastert, bei etwa 100 Hz. Außerdem wird der Strahl selbst mit Frequenzen von z.B. 5 kHz gepulst. Durch den Steifen läßt man bei einer Temperatur $T < T_c$ einen Strom $I \lesssim I_c$ fließen. Infolge der gepulsten Elektronenbestrahlung entsteht ein Wechselspannungssignal, das man z.B. zwischen dem äußeren Kontakt und der mittleren Spannungssonde abgreifen kann, wobei man die Lock-In-Technik anwendet. Die örtliche Abhängigkeit des Spannungssignals δV sollte dann wie in Bild 4.4 aussehen.

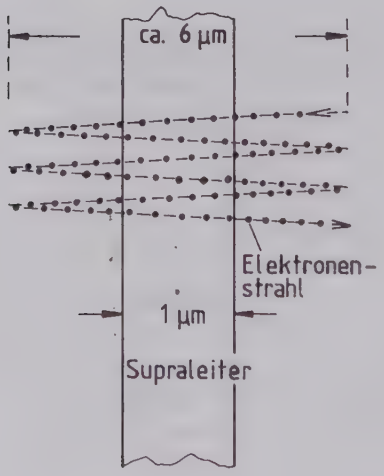


Bild 4.3: Rasterprozeß (schematisch).

Befindet sich der Elektronenstrahl z.B. an der Stelle x_1, so erstreckt sich ein Teil seiner Wirkung (Erwärmung, Erzeugung von Quasiteilchen) noch in den Brückenabschnitt zwischen $x = 0$ und $x = 1/2$, so daß eine Spannung $V_1 < V_{max}$ an der Stelle x_1 nachgewiesen werden kann. Die räumliche Auflösung ist durch das Übergangsgebiet gegeben, in dem die Spannung vom Wert V_{max} auf den Wert Null abfällt. Die Signalhöhe ist abhängig von der Strahlleistung, vom angelegten Strom und der Temperatur $T < T_c$ des Supraleiters.

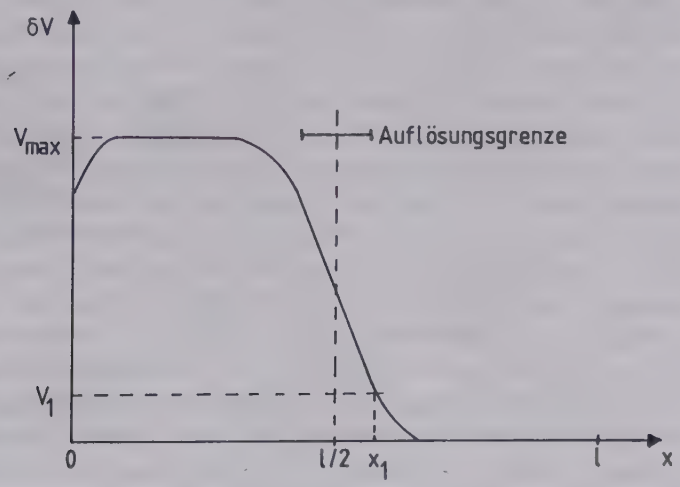


Bild 4.4: Spannungsverlauf entlang der Brücke, wenn man die Spannung zwischen äußerem Kontakt und mittlerer Sonde abgreift.

4.2. PROBENHERSTELLUNG

Die Probenherstellung erfolgt auf fotolithografischem Weg. Als Substrat dienen Saphirscheiben von 20 mm Durchmesser und 1 mm Dicke. Für das erste Experiment wurde ein reiner Zinnfilm mit einem Restwiderstandsverhältnis von RRR = 55 verwendet. Bedampft wurde zunächst das ganze Substrat, wobei ein Druck von $7.4 \cdot 10^{-6}$ Pa vor der Aufdampfung herrschte.

Die Filmdicke betrug danach 0.5µm. Anschließend wurde Fotolack der Firma Shipley vom Typ AZ 1350 durch Schleudern mit einer Dicke von etwa 1.5 µm aufgebracht. Mit einer Kontaktbelichtung legt man zunächst die Grobstruktur der Kontaktbänke auf dem Fotolack fest (Bild 4.5). Die Feinstruktur geschieht in zwei aufeinanderfolgenden Projektionsbelichtungen. Bei der ersten Projektionsbelichtung wird die strukturierte Fotomaske mit dem Licht einer Quecksilberdampfhöchstdrucklampe beleuchtet (ebenso bei der Kontaktbelichtung) und durch die Optik eines Spezialmikroskops (Leitz Epilux) auf die mit Fotolack beschichtete Probe 5-fach verkleinert. Die ursprünglich 1 mm breiten Kontaktbänke werden dadurch auf 20 µm verschmälert. In diese belichtete Stelle wird in einer zweiten Projektionsbelichtung mit noch stärkerer Verkleinerung (100-fach) die endgültige Streifenstruktur mit Mittelabgriff hineinprojiziert. Anschließend wird der belichtete Fotolack entwickelt. Dort, wo später das aufgedampfte Material zurückbleiben soll, bleibt auch Fotolack stehen, an den anderen Stellen wird er beim Entwickeln weggelöst. Zum Schutz der Probe werden die einzelnen Kontaktflächen miteinander verbunden, d.h. es muß eine fotolithografische Brücke zwischen den Kontaktbänken stehen bleiben. Diese Verbindungen sind notwendig, um irgendwelche entstehenden Ströme oder Spannungen, evtl. durch statische Aufladung, ableiten zu können, damit der empfindliche Streifen nicht zerstört wird. Nach der Kontaktierung und dem Einbau der Probe in den Kryostaten werden diese Kurzschlüsse unterbrochen.

Anschließend wird die Probe in der Sputteranlage (Perkin Elmer) geätzt. Der Druck vor dem Ätzen betrug bei dieser Probe $1.2 \cdot 10^{-5}$ Pa, und das Sputterätzen geschieht bei einem Argon-Druck von 2.6 Pa mit einer Leistung von 150 W. Dieses Argon-Ätzen dauerte 8 min. Dabei wird zwar auch ein Teil des Fotolacks abgetragen, aber da dessen Ätzrate niedriger ist als die des Metalls, bleibt eine ausreichende Schicht übrig. Das ungeschützte Metall hingegen wird bis auf das Substrat herunter geätzt.

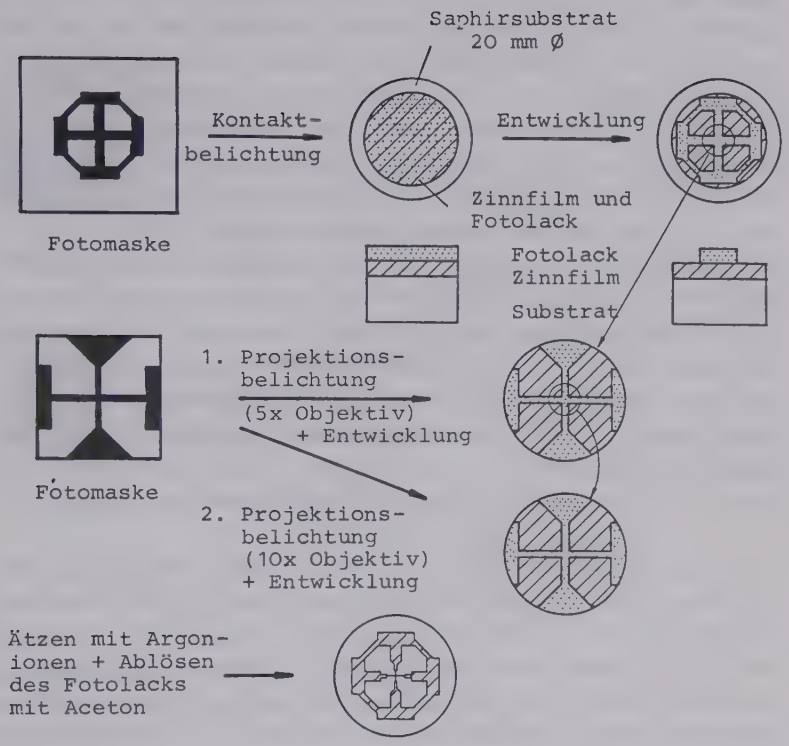


Bild 4.5: Prinzip der Probenherstellung durch Fotolithografie und Ionenätzen

Auf diese Weise wurde die Probe Sn-4 hergestellt mit einem spezifischen Widerstand von $\rho_{4.2} = 0.2$ µΩcm bei 4.2 K. Die Länge des supraleitenden Streifens betrug 75 µm und seine Breite 1 µm. Der Mittelabgriff war genauso breit.

Eine etwas andere Methode wurde für die Probe SnAu 1 verwendet, deren Mittelabgriff aus einem dünnen Goldfilm bestand. Hierzu wurde ein anderer Fotolack vom Typ AZ 1350 J benutzt, der etwas viskoser ist als der oben angeführte. Dadurch ergeben sich dickere Schichten bei gleicher Umdrehungszahl der Fotolackschleuder. Das Substrat wird jetzt zuerst mit Fotolack beschichtet und dieser für etwa 25 min bei 70° C im Ofen getrocknet. Danach kommt das Substrat 30 min lang in Chlorbenzol zum Einweichen. Dadurch wird die oberste Fotolackschicht derart modifiziert, daß diese langsamer entwickelt wird als die darunterliegende Schicht. So entsteht nach dem Belichten und Entwickeln ein Übergang im Kantenprofil des Fotolacks (Bild 4.6). Man ist dann in der Lage, ein "Lift-Off"-Verfahren anzuwenden, das auch sehr feine Strukturen mit präzisen Rändern des aufgedampften Materials zuläßt. Dieses Verfahren wird auch von anderen verwendet ("Single-Step Optical Lift-Off Process") [31].

Zuerst wird ein 1 - 2 µm breiter Streifen in den mit Chlorbenzol vorbehandelten Fotolack einbelichtet. Nach dem Entwickeln wird mit einer Kleinsputteranlage der Fa. Balzers ein 20 nm dicker Goldfilm aufgebracht. Beim Ablösen des Fotolacks mit Aceton bleibt nur der Goldfilm direkt auf dem Substrat zurück. Da infolge der besonderen Randstruktur mit Überhang die Goldschicht auf dem Fotolack mit derjenigen auf dem Substrat nicht zusammenhängt, ergibt sich eine gute Randstruktur des schmalen Goldstreifens. Beim normalen "Lift-Off"-Verfahren kann es nämlich wegen der schräg abfallenden Flanke des belichteten Fotolacks zu Randunregelmäßigkeiten des aufgedampften Films kommen, da dieser mit demjenigen auf dem Lack selbst verbunden ist. Die strukturierte Fotolackschicht dient somit als Aufdampfmaske.

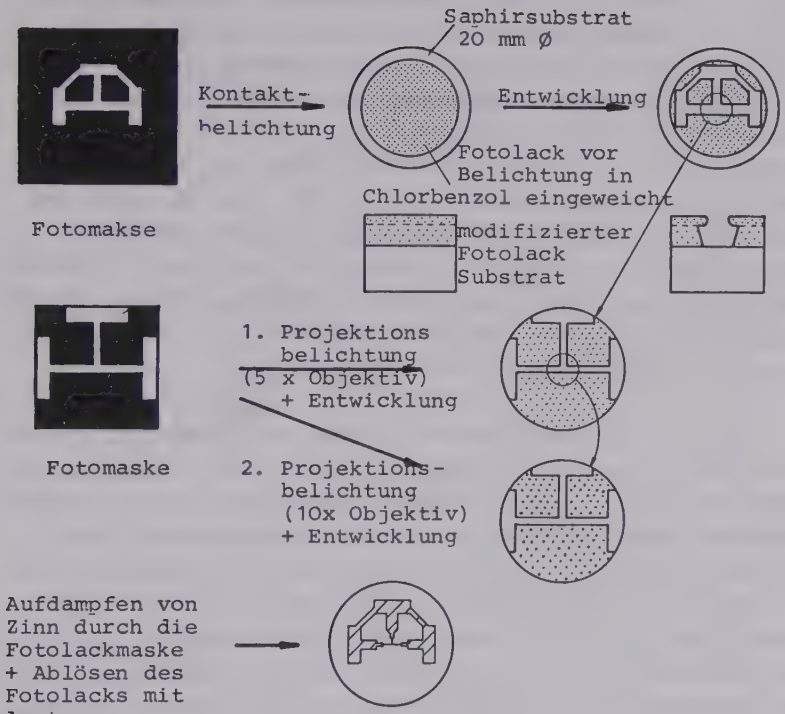


Bild 4.6: Prinzip der Probenherstellung durch Fotolithografie mit modifiziertem Fotolack. Die Fotolackschicht dient hier als Aufdampfmaske für den Metallfilm.

Nach abermaliger Beschichtung des Substrats mit Fotolack wird dieser wiederum bei 70° C 25 min lang geheizt und in Chlorbenzol 30 min lang eingeweicht. In einer Kontaktbelichtung werden die Kontaktbänke festgelegt, die durch eine erste Projektionsbelichtung einer Fotomaske etwas verschmälert werden. In der zweiten Projektionsbelichtung mit 100-facher Verkleinerung wird ein Streifen quer zum aufgedampften Goldfilm einbelichtet. Nach der Entwicklung dampft man die 0.5 µm dicke Zinnschicht auf. Auf diese Weise erhält man einen 75 µm langen Zinnstreifen mit einem Mittelabgriff aus Gold. Gold wurde u.a. auch deshalb gewählt, weil es keine Probleme mit einer Oxidschicht zwischen Mittelabgriff und supraleitendem Streifen gibt, da ja zwei getrennte Aufdampfungen notwendig sind.

Um die Proben im Rastermikroskop untersuchen zu können, müssen diese noch mit einer etwa 5 nm dicken Goldschicht bedampft werden, damit Aufladungen durch den Elektronenstrahl vermieden werden. Man nimmt dadurch aber eventuell eine leichte Verunreinigung der reinen Zinnproben durch das Gold in Kauf, das mit der Zeit in den Film eindiffundiert. Der spezifische Widerstand beträgt für diesen Zinnfilm $\rho_{4.2}$ = 0.2 µΩcm bei 4.2 K und einem Restwiderstandsverhältnis von 20. Die Streifenlänge beträgt ebenfalls 75 µm, während die Breite des Streifens und der Goldsonde bei dieser Probe 2 µm betragen. Nach Kontaktierung der Proben mit Indiumperlen, die auf die Kontaktbänke aufgedrückt werden, sind diese fertig zum Einbau in den Kryostaten. Eine Zusammenstellung aller verwendeten Proben findet sich im Anhang Abschnitt 7.2.

4.3. ELEKTRISCHER AUFBAU

Die Verdrahtung der Proben und der elektrische Aufbau sind in Bild 4.7 dargestellt. Die Probe wird von einer batteriebetriebenen Konstantstromquelle mit Strom versorgt. In diesem Stromkreis liegt noch ein nicht eingezeichneter Widerstand zur Strommessung beim Aufnehmen von Strom-Spannungs-

kennlinien. Die am Widerstand abfallende Spannung kann dann auf den x-Eingang eines xy-Schreibers gegeben werden. Die Spannungsmessung dazu geschieht mit einem Keithley Nanovoltverstärker, der im Bild ebenfalls weggelassen wurde. Die Strom-Spannungskennlinie dient nur zur Festlegung des Arbeitspunktes des supraleitenden Streifens bei der Elektronenbestrahlung.

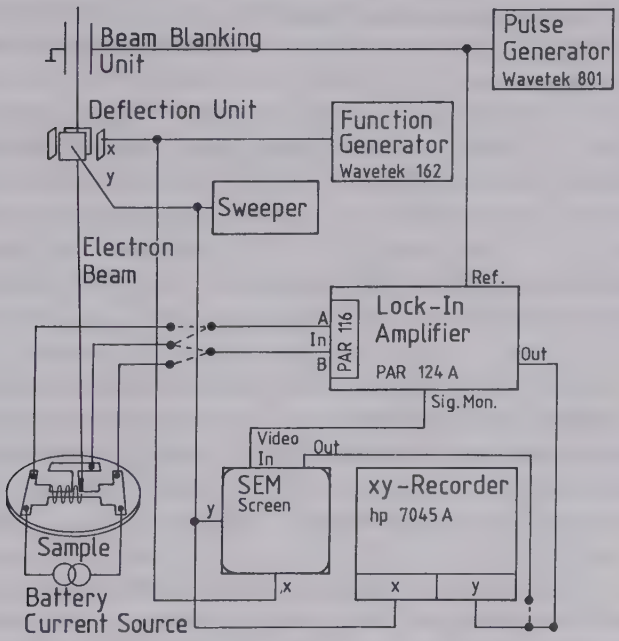


Bild 4.7: Elektrischer Aufbau für die Experimente an langen supraleitenden Streifen mit Mittelabgriff.

Das Kernstück für das eigentliche Experiment bildet der Lock-In-Verstärker. Mit diesem phasenempfindlichen Verstärker hat man die Möglichkeit, sehr kleine Wechselspannungssignale in der Größenordnung von Nanovolt herauszupräparieren. Dazu ist es natürlich notwendig, ein solches Wechselspannungssignal überhaupt zu erzeugen. Wenn man die supraleitende lange Brücke bei einem Stromwert in der Nähe von I_c betreibt und gleichzeitig den Elektronenstrahl einschaltet, der die Brücke in der Weise abrastert, wie in Abschnitt 4.1. beschrieben wurde, so erhält man ein Spannungssignal am Streifen infolge der Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl. Wird dieser gepulst (Beam Blanking), entsteht eben ein Wechselspannungssignal mit dieser Pulsfrequenz. Die erregende Frequenz wird mit einem Pulsgenerator der Fa. Wavetek (Waveform Generator 801) erzeugt, womit gleichzeitig die "Beam Blanking"-Einheit des Mikroskops und der Referenzkanal des Lock-In-Verstärkers angesteuert werden. Das Spannungssignal der Probe wird je nach Bedarf zwischen zwei der drei Spannungsabgriffe abgenommen und über einen PAR 116-Vorverstärker dem Lock-In-Verstärker PAR 124A zugeführt.

Man hat außerdem die Möglichkeit, das von der Probe kommende Signal direkt aus dem "Signal Monitor"-Ausgang zu nehmen und dem externen Video-Eingang des REM zuzuführen. Damit erhält man ein Spannungsbild der Probe, wie schon in Abschnitt 2.1.1. angedeutet wurde.

Gibt man den Video-Ausgang des Rastermikroskops auf den y-Eingang des xy-Schreibers, so kann während des Abrasterns einer Zeile auf dem Bildschirm ein Profil der Probe aufgezeichnet werden. Dies benötigt man, um neben dem Spannungsbild die Lage der Probe in bezug auf die erhaltenen Spannungssignale festzulegen. Somit bekommt man eine eindeutige Zuordnung der Spannungssignale in Abhängigkeit vom Ort. Aussagen über die Lage des Mittelabgriffs, der auch Spannungssonde genannt werden kann, können auf diese Weise getroffen werden.

Die Abrasterung der Probe wurde schon in Abschnitt 4.1. erwähnt. Die Modulation quer zum Streifen erreicht man, indem der x-Eingang der Ablenkungseinheit des Elektronenstrahls durch einen zweiten Wellenformgenerator (Wavetek 162) angesteuert wird. Dazu wird im allgemeinen eine Sinusfunktion mit einer Frequenz von einigen hundert Hertz verwendet. Den y-Eingang steuert ein Rampengenerator (Sweeper) an, der den Elektronenstrahl in Streifenrichtung über diesen wegführt. Bei diesem Verfahren wird der Elektronenstrahl etwa 3 µm auf jeder Seite über den supraleitenden Streifen hinaus abgelenkt. Während der Ablenkung wird der Elektronenstrahl gleichzeitig gepulst (siehe oben).

4.4. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION

4.4.1. PROBE Sn 4

Diese Probe war ein reiner Zinnfilm. Die Temperatur der Probe wurde über den Dampfdruck des flüssigen Heliums bestimmt. In den verschiedenen experimentellen Durchläufen war die Probe bei Temperaturen des Heliumbades zwischen 2.63 K und 2.83 K supraleitend. Der Wärmekontakt der Probe zum Heliumbad wird dadurch hergestellt, daß die Probe auf einen Kupferdeckel geklemmt wird, der mit der Rückseite in direktem Kontakt mit flüssigem Helium steht. Zwischen dem Saphirsubstrat und dem Kupferdeckel wird der Wärmekontakt durch Vakuumfett verbessert. Die tatsächliche Temperatur des Zinnfilms ist etwas höher als die des flüssigem Heliums. Die Messungen wurden bei Badtemperaturen zwischen 2.10 K und 2.71 K durchgeführt. Die kritischen Stromstärken der gesamten Brücke lagen dabei zwischen ~ 100 µA und 3 mA.

Der zum Abrastern benutzte Elektronenstrahl ist durch folgende Parameter gekennzeichnet: Strahldurchmesser ≈ 100 nm; Spannung = 30 kV; Strahlstrom = 10 - 100 pA.

Als typisches experimentelles Ergebnis können die in Bild 4.8 a und b dargestellten Kurven gelten. Als wichtigste

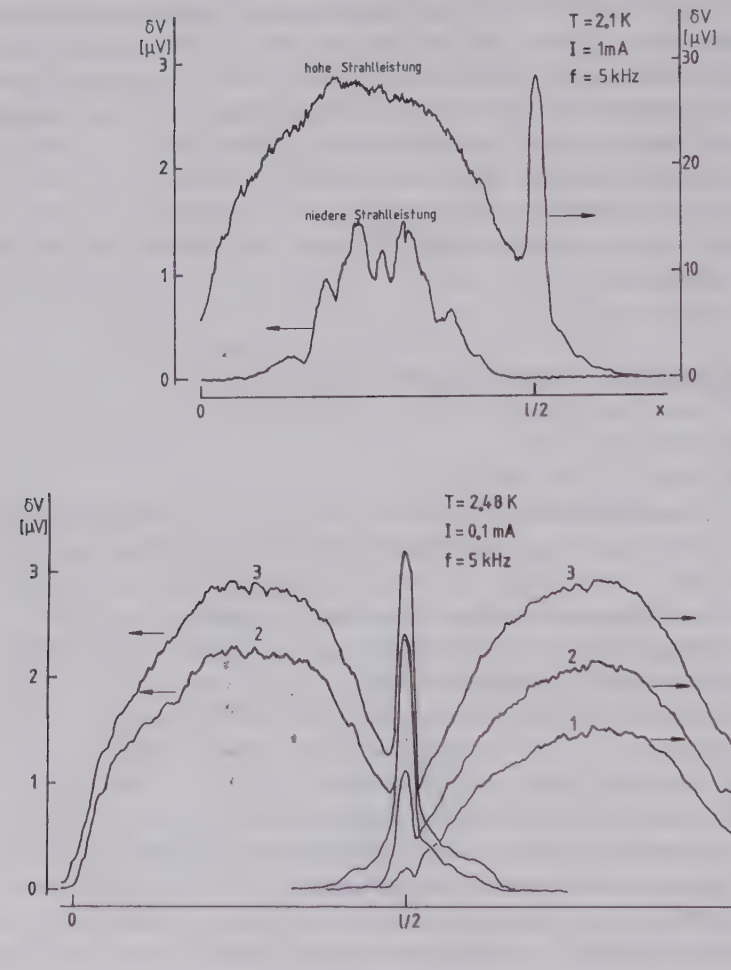


Bild 4.8: Typische experimentelle Kurven für das Spannungssignal bei verschiedenen Strahlleistungen (Probe Sn 4). Zunahme der Strahlleistung in der Richtung 1 → 3.

Beobachtung ist folgendes festzustellen: Im Gegensatz zu dem in Bild 4.4 dargestellten erwarteten Verlauf fällt das Spannungssignal in einem breiten Bereich nach beiden Seiten hin ab. Besonders interessant ist die bei kleinen Strahlleistungen (< 1 µW) beobachtete Tatsache, daß das Spannungssignal schon vollständig vor der Sonde, d.h. für $x \leq 1/2$ in der linken Hälfte, auf Null abfällt. Dies hängt offenbar damit zusammen, daß die mittlere Sonde selbst als Wärmesenke wirkt, über die die vom Elektronenstrahl in den Supraleiter eingebrachte Energie abgeleitet wird (vgl. Bild 4.9). Offenbar ist die seitliche Ableitung durch die mittlere Sonde in die gesamte Energiebilanz mit einzubeziehen.

Andererseits ist bei großen Strahlleistungen (> 1 µW) noch ein Spannungssignal vorhanden, wenn sich der Strahl außerhalb der betrachteten Probenhälfte befindet. In Bild 4.8 b sind die Spannungsverläufe in beiden Hälften des Streifens dargestellt. Der unterschiedliche Maßstab auf der Spannungsachse in den verschiedenen Bereichen macht deutlich, daß die

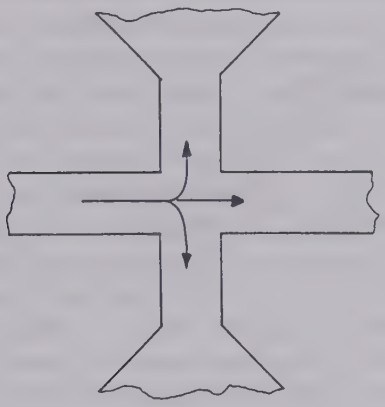


Bild 4.9: Energieströme in der Nähe der mittleren Potentialsonde, wenn die linke Seite vom Elektronenstrahl getroffen wird.

Signale in beiden Hälften verschieden hoch sind. Dies ist auf Inhomogenitäten in der Brücke zurückzuführen, die sich eventuell durch geringe Variation der Breite oder der Dicke des Films ergaben. Trifft der Elektronenstrahl direkt auf die Stelle, wo sich der Spannungsabgriff befindet, so zeigt das Signal hier bei hohen Strahlleistungen ein deutliches Maximum. Dies wird verständlich, wenn man den Rasterprozeß genauer betrachtet (Bild 4.3). Am Ort der mittleren Spannungssonde wird zusätzlich zum supraleitenden Streifen auf jeder Seite supraleitendes Material auf einer Länge von 3 µm vom Elektronenstrahl getroffen. Auf diese Weise wird hier wesentlich mehr Energie vom Strahl in den Supraleiter übertragen.

Bei kleinen Strahlleistungen findet man auch eine relativ ausgeprägte Struktur im Spannungssignal, die bei höheren Leistungen nicht mehr festzustellen ist. Die relativ starken Schwankungen (Bild 4.8 a, untere Kurve) können auf I_c-Schwankungen zurückzuführen sein, die vielleicht auf den oben erwähnten Probeninhomogenitäten beruhen.

Die in Bild 4.8 dargestellten Ergebnisse lassen sich weitgehend durch thermische Effekte erklären. In diesem Zusammenhang ist die thermische Ausheillänge $\eta_o = \sqrt{\frac{\kappa d}{\alpha}}$ wichtig, wobei κ die Wärmeleitfähigkeit des Films ist, d die Filmdicke und α der Wärmeübergangskoeffizient vom Film in das Substrat. κ läßt sich aus der elektrischen Leitfähigkeit über das Wiedemann-Franz-Gesetz berechnen. Der Wärmeübergangskoeffizient kann z.B. aus Messungen von Temperaturstrukturen entnommen werden [12 - 14] und beträgt für die vorliegende Anordnung $\alpha = 6000\ W/Km^2$. Hieraus ergibt sich ein Wert von $\eta_o = 60$ µm. Dies liegt somit in der gleichen Größenordnung wie die Gesamtlänge des supraleitenden Streifens. Auf diese Weise wird der räumliche Verlauf in Bild 4.8 verständlich.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit der beobachteten Tatsache, daß bei niedriger Strahlleistung das Spannungssignal nicht über den Ort der mittleren Potentialsonde hinaus auftritt, könnte darin bestehen, daß in der Nähe dieser Sonde die supraleitende Brücke verstärkt ist und ankommende Quasiteilchen durch Andreév-Reflexion [32, 33] zurückgehalten werden (Bild 4.10). Eine entsprechende Verstärkung der Brücke ist hier aufgrund ihrer größeren Breite und der dadurch bedingten geringeren Transportstromdichte denkbar. Um diese Möglichkeit zu prüfen, wurde durch die mittlere Potentialsonde ein Strom $I_\perp$ quer zur Brücke angelegt. Auf diese Weise konnte die Brücke am Ort der Sonde wieder geschwächt werden. Das Ergebnis ist in Bild 4.11 gezeigt. Erst bei relativ hohen Strömen durch die Potentialsonde (bis zu 6 mA) tritt am Sondenort wieder der bereits erwähnte Spannungspeak auf. Das Spannungssignal wurde diesmal an den beiden äußeren Kontakten abgegriffen, um den durch $I_\perp$ in der mittleren Sonde verursachten Potentialabfall zu vermeiden. Bei niedrigeren Werten von $I_\perp$ (< 1 mA) wurde wieder das Verschwinden des Spannungssignals vor oder an dem Ort der mittleren Potentialsonde beobachtet. Die genannten Ergebnisse deuten nicht auf den mit

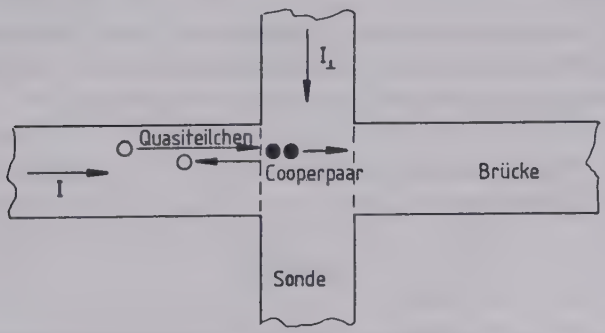


Bild 4.10: Zur Andreév-Reflexion im Gebiet der mittleren Sonde.

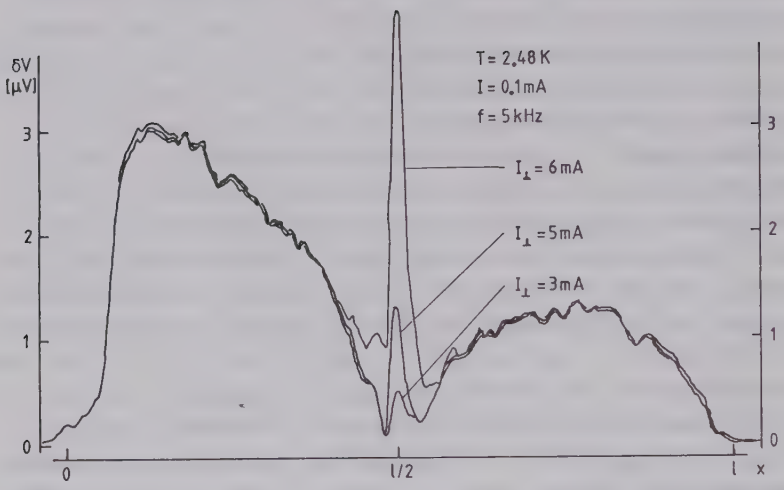


Bild 4.11: Spannungssignal bei zusätzlichem Strom $I_\perp$ in Abhängigkeit von der Probenkoordinate (Probe Sn 4).

Adreév-Reflexion von Quasiteilchen verbundenen Mechanismus hin. Vielmehr kann das Verschwinden des Spannungssignals am Ort der mittleren Potentialsonde durch ihre Wirkung als Wärmesenke erklärt werden (siehe Bild 4.9).

Von Interesse ist schließlich noch die thermische Relaxationszeit

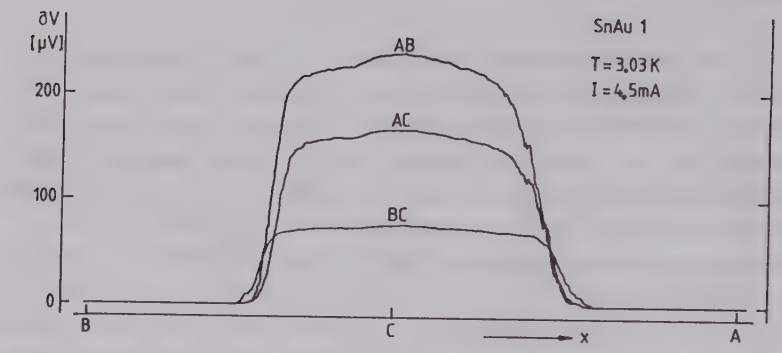
$$\tau = \frac{Cd}{\alpha} \quad .$$

C ist hier die Wärmekapazität pro Volumeneinheit der Schicht. Für T = 3.5 K, d = 0.5 μm und α = 6000 W/Km^2 erhält man $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ s, was einer Frequenz von etwa 3 MHz entspricht. Hieraus ist verständlich, daß die beobachteten Spannungssignale bis zur verwendeten Maximalfrequenz von 50 kHz frequenzunabhängig waren.

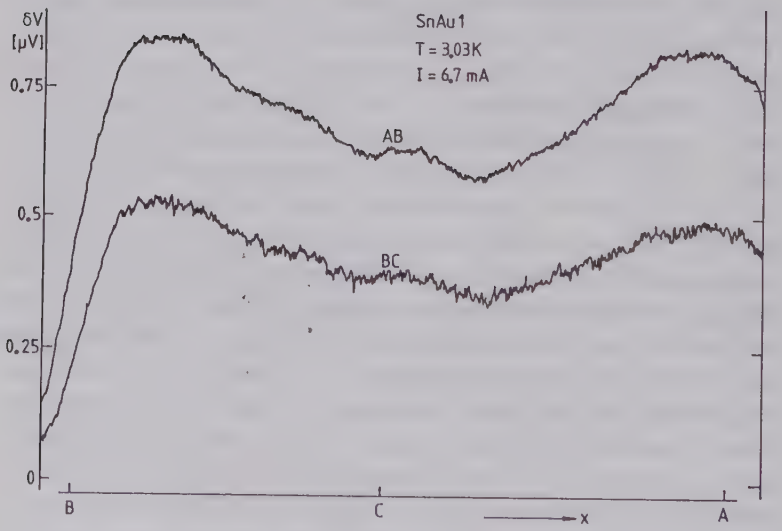
4.4.2. PROBE SnAu 1

Im letzten Abschnitt wurden Probleme offensichtlich, die ein Spannungsabgriff mit sich bringen kann, wenn seine geometrischen Abmessungen in derselben Größenordnung liegen wie der Streifen selbst. Da die Spannungssonde den Streifen möglichst wenig beeinflussen sollte, muß sie anders aufgebaut sein. Die Energieabfuhr über die Sonde kann z.B. dadurch erschwert werden, daß sie im Verhältnis zum Streifen sehr dünn gemacht wird. Außerdem sollte sich keine Oxidschicht zwischen der Sonde und dem Streifen ausbilden können. Diese Überlegungen führten schließlich zu einer Neugestaltung des Spannungsabgriffs aus einem nur 20 nm dicken Goldfilm.

Es wurden Spannungskurven bei verschiedenen Temperaturen und Elektronenstrahlleistungen in Abhängigkeit vom Ort des Strahls auf der Brücke aufgenommen. In Bild 4.2 wurde die Probengeometrie bereits gezeigt. Die Spannung wurde sowohl zwischen dem Kontakt A der Brücke und der Sonde C als auch zwischen dem Kontakt B und der Sonde gemessen, d.h. in beiden Brückenhälften. Typische Ergebnisse sind in den Bildern 4.12 a und b. Beide Bilder beziehen sich auf verschiedene Werte des Probenstroms und der Strahlleistung. Aufgetragen ist die in den jeweiligen Probenabschnitten AC, CB und AB von der Elektronenbestrahlung verursachte Spannungsänderung δV als Funktion der vom Elektronenstrahl getroffenen longitudinalen Brückenkoordinate. Für Bild 4.12 betrug der Probenstrom 4.5 mA. Die Parameter für den Elektronenstrahl waren: Spannung = 30 kV, Strom ~ 50 nA. Man erkennt, daß die Ortsabhängigkeit des Spannungssignals für die drei Probenabschnitte bis auf einen konstanten Zahlenfaktor ungefähr gleich ist. Das Signal tritt nur im mittleren Bereich der Brücke auf und verschwindet zu den Enden hin. Dies läßt sich qualitativ durch die energieableitende Wirkung der Kontaktflächen an den Enden erklären. Für Bild 4.12 b beträgt der Probenstrom 6.7 mA, die Strahlspannung 30 kV und der Strahlstrom ~ 5 nA. Man erkennt wiederum, daß die Ortsabhängigkeit des Spannungssignals für die gezeigten Probenab-



a



b

Bild 4.12: Spannungssignal in Abhängigkeit von der Probenkoordinate (Probe SnAu 1). Elektronenstrahlparameter: Spannung = 30 kV, a):Strom ~ 50 nA
b):Strom ~ 5 nA .

schnitte BC und AB bis auf einen konstanten Zahlenfaktor ungefähr gleich ist. In Bild 4.12 b erstreckt sich das Spannungssignal zwar über die gesamte Brückenlänge, liegt jedoch um fast 3 Größenordnungen niedriger als bei Bild 4.12 a. Ferner ist ein Anstieg des Spannungssignals zu den Kontaktflächen an den Brückenenden hin zu beobachten. Der Kurvenverlauf in Bild 4.13 mit den beiden Maxima in den äußeren Brückenbereichen läßt sich qualitativ durch eine Schwächung der Supraleitung im mittleren Brückenbereich erklären, ähnlich den in [13] beschriebenen Verhältnissen der Temperaturstrukturen.

Die in den Bildern 4.12 a und b erkennbare Unabhängigkeit (bis auf den konstanten Skalenfaktor) des Spannungssignals von dem für die Spannungsmessung herangezogenen Probenabschnitt deutet daraufhin, daß die thermische Ausheillänge auf keinen Fall kleiner ist als die Brückenlänge (75 µm). Die beobachtete unterschiedliche Signalhöhe für die beiden Brückenhälften dürfte u.a. auch auf Materialinhomogenitäten zurückzuführen sein. So betrug der elektrische Widerstand bei Zimmertemperatur für den Abschnitt AC 4.9Ω und für den Abschnitt BC 3.2Ω.

Die Bilder 4.13 a und b zeigen Ergebnisse für die höheren Temperaturen 3.34 K und 3.7 K. Das am Abschnitt AC abgegriffene Probensignal erstreckt sich über den gesamten Brückenabschnitt AB und fällt von einem Maximalwert in der Mitte zu den beiden Brückenenden hin ab. Auch bei diesen Daten ist wieder der Einfluß der relativ großen thermischen Ausheillänge zu erkennen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der als mittlere Spannungssonde verwendete Goldstreifen keine zusätzliche Wirkung als Wärmesenke aufweist, wie dies bei einer mittleren Sonde aus dem gleichen Filmmaterial wie die Mikrobrücke der Fall war. Es deutet sich auch an, daß diese Probengeometrie für die genaue Messung der thermischen Ausheillänge offen-

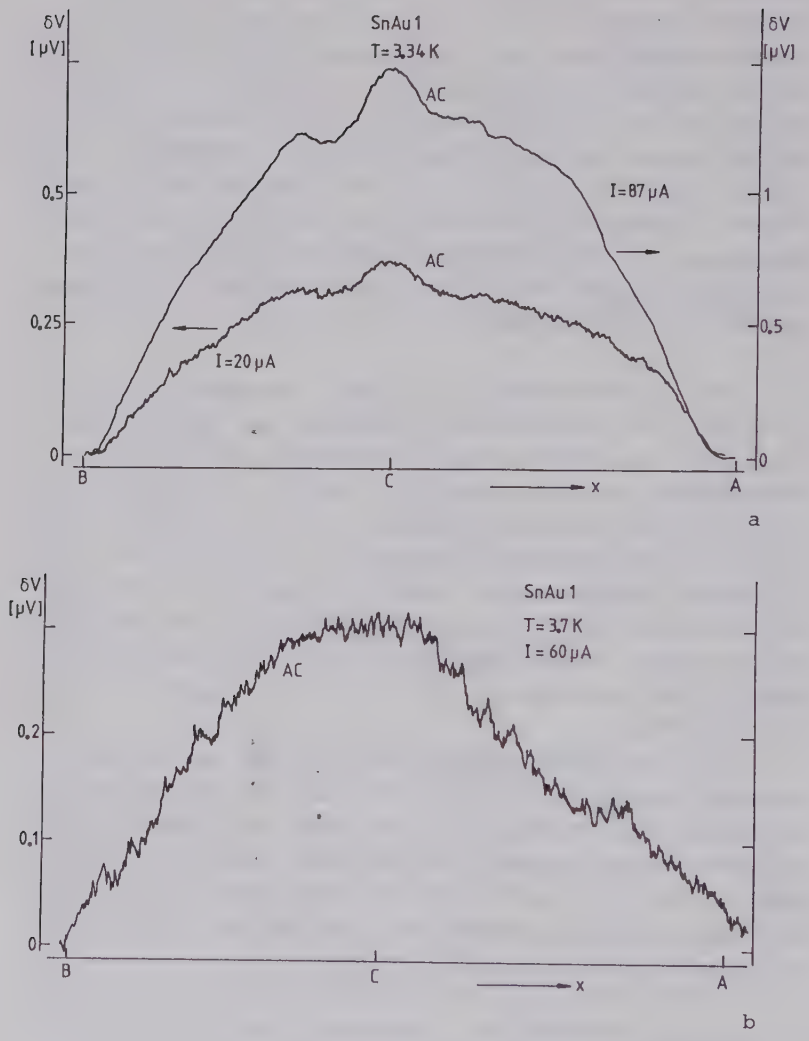


Bild 4.13: Spannungssignal in Abhängigkeit von der Probenkoordinate zwischen den Abgriffen A und C bei verschiedenen Strömen (Probe SnAu 1).
Strahlspannung: 30 kV a) Strahlstrom ~ 100 nA
b) Strahlstrom ~ 0.5 nA .

sichtlich nicht optimal ist, da auftretende Probeninhomogenitäten, die bei supraleitenden Streifen dieser Größenordnung auftreten, nicht verhindert werden können. Diese sind bei diesem Experiment deshalb so unangenehm, da der Streifen vom Strom durchflossen wird. Wenn dort die Stromdichte räumlich schwankt, wirkt sich dies unmittelbar auf das entstehende Spannungssignal aus. Eine Geometrie,die diese Schwierigkeiten umgeht, wird im 5. Kapitel vorgestellt. Dennoch waren diese beiden Experimente sehr aufschlußreich für die weitere Behandlung dieses Themas. Ein interessanter Teilaspekt war z.B. die Tatsache, daß man mit geeigneten Materialien definierte Wärmesenken an supraleitenden Strukturen anbringen oder umgekehrt Wärmesenken verhindern kann, indem man normalleitende (Goldfilm) Strukturen integriert.

5. EXPERIMENTE AN MIKROBRÜCKEN MIT KANALSTRUKTUR

5.1. PROBENGEOMETRIE UND EXPERIMENTELLES VORGEHEN

Wenn man die im vorigen Abschnitt erwähnten Probleme der Inhomogenitäten innerhalb der Brücke vermeiden will, muß man zu kleineren Dimensionen übergehen. Inhomogenitäten in der langen stromdurchflossenen Brücke führten zu verschiedenen Reichweiten der Wirkung des Elektronenstrahls in Abhängigkeit vom Strahlort. Aus diesem Grunde wurde für die weiteren Experimente eine völlig andere Probengeometrie verwendet.

Die neue Probengeometrie ist in Bild 5.1 dargestellt. Die Mikrobrücke befindet sich zwischen zwei großen Kontaktflächen. In die Kontaktfläche rechts der Mikrobrücke ist eine lange, U-förmig gebogene schmale Öffnung geätzt (schraffiert gezeichnet). Auf diese Weise kommt ein langer kanalartiger supraleitender Streifen in der rechten Kontaktfläche zustande, der nur links in Richtung auf die Mikrobrücke elektrische Verbindung mit der übrigen Kontaktfläche hat. Die Mikrobrücke dient jetzt als Bolometer durch die Spannungsänderung, die entsteht, wenn man sich der Brücke mit dem Fokussierungspunkt des Elektronenstrahls nähert. Dabei wird der mit einer bestimmten Frequenz modulierte Strahl in dem "Kanal" von rechts auf die Brücke zugeführt. Da dieser Kanal nur in Richtung zur Brücke mit der übrigen supraleitenden Schicht Verbindung hat, kann er auch nicht vom Transportstrom durchflossen werden. Man beobachtet in diesem Experiment, in welcher Entfernung des Strahlfokus von der Mikrobrücke bereits ein Spannungssignal entsteht. Dazu wird die Probe mit einem elektrischen Strom betrieben, der knapp über dem kritischen Strom I_c liegt. Man befindet sich dann in einem Übergangsgebiet zwischen Supra- und Normalleitung auf der Strom-Spannungskennlinie.

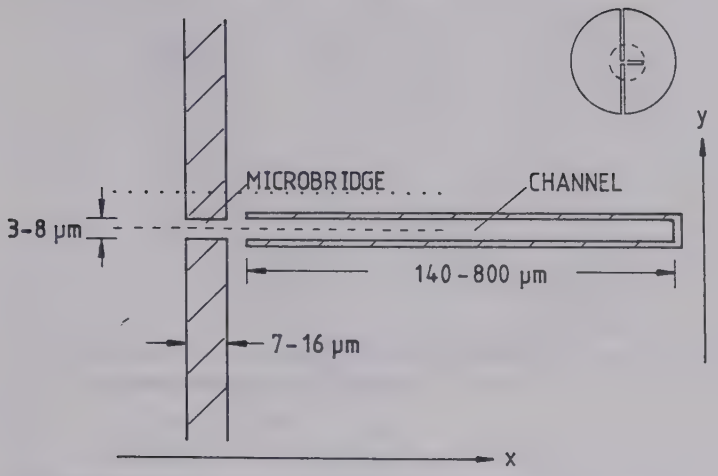


Bild 5.1: Probengeometrie .

5.2. BEZIEHUNG ZWISCHEN SPANNUNGSSIGNAL UND TEMPERATURERHÖHUNG DURCH DEN ELEKTRONENSTRAHL

Bei der Lösung der Differentialgleichung für die Temperatur aus Kap. 3 erhält man den Temperaturverlauf in Abhängigkeit vom Ort (1-dimensional). Im Experiment kann man jedoch nur die Spannung nachweisen, denn es ist nicht auf einfache Weise möglich, die Temperaturerhöhungen der Probe durch den Elektronenstrahl direkt zu messen. Man muß daher den Umweg über die Spannungsänderung an der Probe gehen. Diese kommt dadurch zustande, daß sich die Strom-Spannungskennlinie infolge einer lokalen Temperaturerhöhung verschiebt, wie es schematisch in Bild 5.2 angedeutet wird. Dabei soll der Transportstrom I_A im Arbeitspunkt A durch die Probe konstant bleiben.

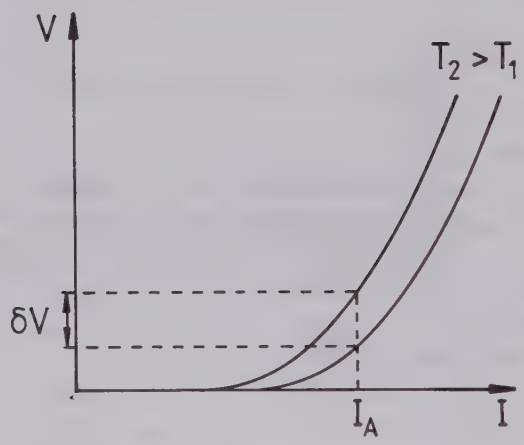


Bild 5.2: Verschiebung der V(I)-Kennlinie durch Temperaturerhöhung.

Damit die Spannungssignale ohne komplizierte Umrechnung direkt als Temperaturänderungen aufgefaßt werden können, sollte der Zusammenhang zwischen beiden Größen möglichst linear sein.

Im folgenden soll daher versucht werden, die Beziehung zwischen dem Spannungssignal und der Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl herzustellen:

Betrachtet man die Spannungen bei einer Temperatur T_o und einer erhöhten Temperatur $T_o + \delta T$, kann die Spannung bei der Temperatur $T_o + \delta T$ geschrieben werden als

$$V(T_o + \delta T) = V(T_o) + \frac{dV}{dT}\Big|_{T_o} \delta T + \frac{d^2V}{dT^2}\Big|_{T_o} \delta T^2 + \ldots \quad (5.1)$$

bzw.

$$V(T_o + \delta T) - V(T_o) =: \delta V = \frac{dV}{dT}\Big|_{T_o} \delta T + \frac{d^2V}{dT^2}\Big|_{T_o} \delta T^2 + \ldots (5.1a).$$

Für einen linearen Zusammenhang dürfen nur kleine Temperaturänderungen zugelassen werden, d.h.

$$\left.\frac{dV}{dT}\right|_{T_o} >> \left.\frac{d^2V}{dT^2}\right|_{T_o} \delta T \qquad (5.2)$$

bzw.

$$\delta T << \frac{\left.\frac{dV}{dT}\right|_{T_o}}{\left.\frac{d^2V}{dT^2}\right|_{T_o}} =: \left.\frac{V'}{V''}\right|_{T_o} \qquad (5.3).$$

Die quadratischen und höheren Glieder in Gleichung (5.1) sind dann zu vernachlässigen.

Man kann leicht zeigen, daß für den einfachsten Ansatz einer Strom-Spannungskennlinie

$$V = R\ (I - I_c) \qquad (5.4)$$

und der Temperaturabhängigkeit von I_c der Form

$$I_c(T) = I_c(0)\ [1 - (\frac{T}{T_c})^2] \qquad (5.5)$$

die obige Bedingung der Gleichung (5.3) übergeht in

$$\delta T << T \quad , \qquad (5.6)$$

gleichgültig, welche Temperaturabhängigkeit man für den Widerstand R annimmt.

Wenn also die Strahlleistungen klein gehalten werden, ist die Temperaturerhöhung klein gegen die Ausgangstemperatur, und man erhält eine lineare Beziehung zwischen der Spannungsänderung und der Temperaturerhöhung.

Zur experimentellen Überprüfung dieses Sachverhalts wurden beispielsweise bei der Probe PbIn2 (Au) (siehe auch Anhang 7.2.)"Temperatureichungen" vorgenommen. Dazu floß im Bereich zwischen etwa 4.0 K und 4.2 K ein konstanter Strom durch die Probe, der bereits größer als I_c war, und die dazugehörige Spannung wurde gemessen. Durch Abpumpen des Heliums wurde die Badtemperatur erniedrigt und bei verschiedenen Temperaturen die Spannungen gemessen.

Bild 5.3 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Transportströme. Die Beziehung zwischen Temperatur und Spannung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit bei den angegebenen Strömen $I > I_c = 3.5$ mA (bei 4.2 K) linear, was somit auch für die Änderung dieser Größen gilt, d.h.

$$\delta V \sim \delta T \qquad (5.7).$$

Im beobachteten Temperaturbereich von $\delta T \approx 0.12$ K treten Spannungsänderungen in der Größenordnung von 10 - 300 µV auf. Bei den späteren Messungen waren die Spannungsänderungen bei Elektronenbestrahlung meistens geringer, etwa maximal 100 µV. Setzt man ungefähr 1 mK pro 1 µV an entsprechend den Daten in Bild 5.3, bedeutet eine Spannung von 100 µV eine Temperaturerhöhung von 0.1 K, was tatsächlich klein gegen die Badtemperatur ist.

Die Linearität zwischen δV und δT wurde auch an anderen Proben bestätigt, z.B. an der Probe Sn 10 (siehe Anhang 7.2.). Damit sind also die Voraussetzungen gegeben für sinnvolle Messungen der Spannungssignale, die ohne aufwendige Umrechnung direkt bis auf einen konstanten Faktor als Temperaturerhöhungen interpretiert werden können.

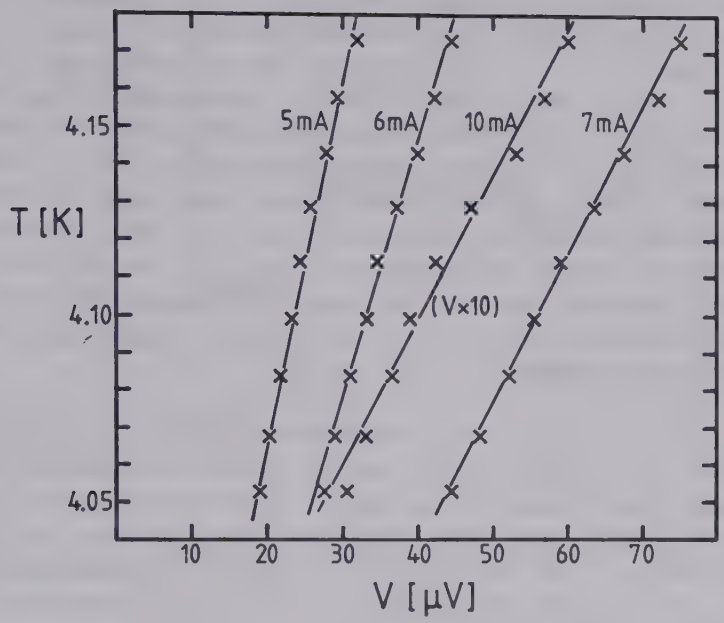


Bild 5.3: Temperatur in Abhängigkeit von der Spannung an der Probe PbIn 2 für verschiedene Transportströme.

5.3. PROBENHERSTELLUNG

Die verwendeten Zinnproben Sn 9 (O_2-dotiert) und Sn 10 wurden nach demselben "Lift-Off"-Verfahren mit Chlorbenzol hergestellt wie die Probe SnAu 1. Zuerst werden mit einer Kontaktkopie die beiden großen Kontaktbänke im Fotolack festgelegt. Die Proben sollen später fast vollständig mit Metall bedampft sein, um die Goldschicht zu sparen, die sonst notwendig ist, Aufladungen durch den Elektronenstrahl zu vermeiden. In die Mitte der Probe, direkt zwischen die Flächen

für die Kontaktbänke, wird dann die eigentliche Mikrobrücke mit der Kanalstruktur hineinprojiziert. Die Fotomaske wird dazu 100-fach verkleinert auf den Fotolack in der Mitte abgebildet. Man muß darauf achten, daß die Kanallänge mindestens doppelt so lang ist wie die zu erwartende thermische Ausheillänge, um eventuelle Reflexionen des durch den Elektronenstrahl verursachten Wärmepulses am Kanalende zu vermeiden. Deshalb kann es notwendig sein, den Kanal in zwei aufeinanderfolgenden Projektionsbelichtungen aneinanderzustückeln, was bei den Proben Sn 10 und Pb 1 der Fall war. Dieses Vorgehen verlangt eine sehr sorgfältige Abstimmung der Belichtungs- und Entwicklungszeiten der beiden Belichtungen aufeinander.

Für die Proben Pb 1, PbIn2 (Au) und PbIn3 wurde ein etwas anderes fotolithografisches Verfahren angewendet als früher. Das Problem beim normalen Liftoff-Verfahren besteht darin, daß die Kanten des Fotolacks nach Belichtung und Entwicklung immer schräg sind infolge der optischen Absorption im Fotolack. Beim Aufdampfen von Metallfilmen hängt der Film auf dem Fotolack mit demjenigen auf dem Substrat über diese schräge Kante zusammen. Beim Weglösen des Fotolacks mit Azeton bekommt man daher unregelmäßige Ränder im Metallfilm. Wenn man jedoch die Fotolackschicht auf das Substrat aufbringt und anschließend den Fotolack von hinten durch das Substrat belichtet, erhält man zwar wiederum schräge Kanten, diesmal aber mit gerade umgekehrter Neigung. Bild 5.4 zeigt das Prinzip dieser rückwärtigen Projektionsart [33]. Die Projektion erfolgt hier mit einem Spezialobjektiv Leitz H 32x/0.60, das 32-fach verkleinert. Dieses Objektiv ist so korrigiert, daß ein 1,8 mm dickes Quarzglas zwischen Fotolackoberfläche und Objektiv liegen kann.

Nach der Präparation der fotolithografischen Aufdampfmasken werden die Proben in der Aufdampfanlage mit Metall beschichtet. Für die Probe Sn 9 wurde ein sauerstoff-dotierter Zinnfilm verwendet, d.h. verunreinigtes Material, um

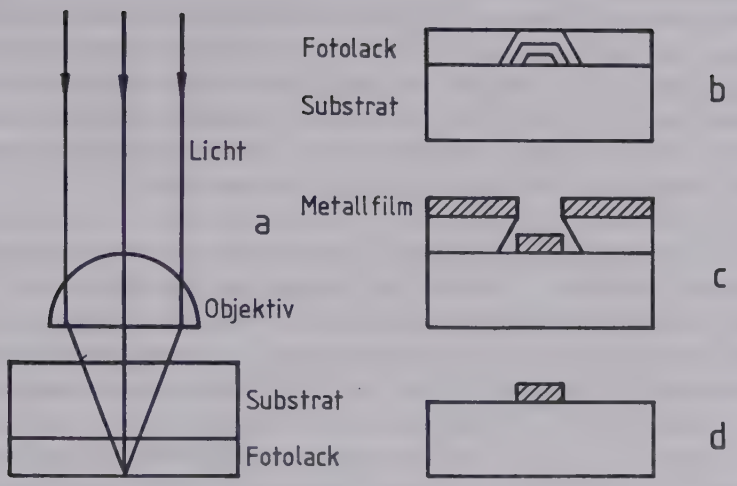


Bild 5.4: Schematische Darstellung der rückwärtigen Projektion und Liftoff-Vorgang.
a) Belichtung, b) schematische Konturen konstanter Belichtungsintensität, c) nach Fotolackentwicklung und Metallaufdampfung, d) nach dem Liftoff.

die thermische Ausheillänge zu verkürzen. (Die Ausheillänge ist proportional zur Wurzel der elektrischen Leitfähigkeit). Der Druck vor Einleitung des Sauerstoffs betrug $2.6 \cdot 10^{-5}$ Pa, und der Sauerstoffpartialdruck wurde auf $1.3 \cdot 10^{-3}$ Pa eingestellt. Aufgedampft wurde in dieser Sauerstoffatmosphäre eine Schichtdicke von 0.5 µm Zinn. Die kritische Temperatur T_c dieser Probe Sn 9 betrug 3.85 K. Das Restwiderstandsverhältnis von 9 ergibt bei Heliumtemperatur einen spezifischen Widerstand von $\rho_{4.2} = 4.35$ µΩcm. Die Abmessungen der Mikrobrücke lauten: Breite 5 µm und Länge 10 µm. Die Länge des Kanals ist ca. 200 µm. Die thermische Ausheillänge sollte für diese Probe bei etwa 12 µm liegen. Die Wärmeleitfähigkeit, die

in die Berechnung der thermischen Ausheillänge eingeht, läßt sich wieder über die elektrische Leitfähigkeit bzw. über den spezifischen Widerstand mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes berechnen. Dieses Gesetz, das die Beziehung zwischen elektrischer Leitfähigkeit und thermischer Leitfähigkeit herstellt, gilt bei den hier auftretenden Temperaturen. Zur Wärmeleitfähigkeit tragen nur die Normalelektronen bei.

Für die Probe Sn 10 wurde wieder ein reiner Zinnfilm verwendet. Der Druck vor der Aufdampfung betrug hier $9 \cdot 10^{-6}$ Pa. Die Schichtdicke lag ebenfalls bei 0.5 µm. Die Probengeometrie war im Prinzip die gleiche wie in Bild 5.1. Sie wurde jedoch dahingehend abgeändert, daß die Ecken der Brücke abgerundet wurden. Die Größe der Mikrobrücke blieb an der engsten Stelle 5 µm und die Länge zwischen den Kontaktflächen 10 µm. Die kritische Temperatur für diese Probe war 3.77 K. Bei einem Restwiderstandsverhältnis von 45 hatte die Probe einen spezifischen Widerstand von $\rho_{4.2} = 0.70$ µΩcm, was zu einer thermischen Ausheillänge in der Größenordnung von 40 µm führt.

Bei den nächsten Proben wurde Blei als Material verwendet. Die Bleiproben zeichnen sich durch eine relativ große Wärmekapazität aus, was sich nach Gleichung (3.15) in einer relativ niedrigen Grenzfrequenz ω_c niederschlägt. Dadurch hat man die Möglichkeit, ohne ein übermäßig großes Frequenzgebiet zu überstreichen, alle wesentlichen Bereiche des theoretischen Modells zu überprüfen. Für die erste Bleiprobe Pb 1 wurde ein reiner Bleifilm aufgedampft. Der Druck vor der Aufdampfung des Films war $1.2 \cdot 10^{-6}$ Pa, die Schichtdicke wie bei den anderen Proben 0.5 µm. Mit einem Restwiderstandsverhältnis von nur 90 ergibt sich für die Probe ein spezifischer Widerstand von 1.1 µΩcm bei 4.2 K. Die Probe ist daher als nicht sehr rein zu bezeichnen.

Da reine Bleifilme sehr schnell oxidieren und ihre elektrischen Eigenschaften über einen relativ kurzen Zeitraum ändern, dotiert man oft das reine Material mit Fremdatomen.

Hierzu eignet sich beispielsweise Indium. Zusätze von Gold bewirken ebenfalls eine Stabilisierung von Bleifilmen. In den weiteren Experimenten wurden in der Aufdampfanlage hergestellte Blei-Indium-Legierungen verwendet. Dazu wird im Aufdampfschiffchen reines Blei mit 15 Atomprozenten Indium eingeschmolzen. Vor dem Aufdampfen wird der Druck auf 3 bis $4 \cdot 10^{-5}$ Pa abgepumpt. Da Blei und Indium unterschiedliche Dampfdrucke aufweisen, muß die Verdampfung relativ schnell ablaufen, um das gewünschte Mischungsverhältnis aufrechtzuerhalten. Die Aufdampfdauer betrug etwa 5 s für eine Schichtdicke von 0.54 µm bei Probe PbIn 2 (Au) und 0.6 µm bei Probe PbIn 3. Um eine Variation des Wärmeübergangskoeffizienten zu erreichen, wurde bei der Probe PbIn 2 eine 5 nm dicke Goldschicht auf das Substrat mit einer Kleinsputteranlage aufgesprüht, wodurch der Wärmeübergangskoeffizient erhöht werden sollte. Man kann dazu auch einen dünnen Aluminiumfilm verwenden [35]. (Durch derartige zwischengelagerte dünne Metallschichten wird die akustische Anpassung zwischen Probenschicht und Substrat, und damit die Austrittswahrscheinlichkeit für Phononen, begünstigt.) Die Probe PbIn 2 (Au) hatte ein Restwiderstandsverhältnis von 7.5 infolge der Verunreinigung mit Indium und einen spezifischen Widerstand von $\rho_{4.2} = 3.2$ µΩcm. Wegen der sehr kurzen Aufdampfzeit konnte die Schichtdicke nicht mehr genau auf die gewünschte Marke von 0.5 µm eingestellt werden. Daher hat die Probe PbIn 3 eine Dicke von 0.6 µm. Der spezifische Widerstand betrug hier $\rho_{4.2} = 4.7$ µΩcm bei einem Restwiderstandsverhältnis von 5.

5.4. ELEKTRISCHER AUFBAU

Gegenüber den Experimenten mit den langen supraleitenden Streifen aus Kap. 4. hat sich im elektrischen Aufbau für die Mikrobrücke einiges geändert (siehe Bild 5.5).

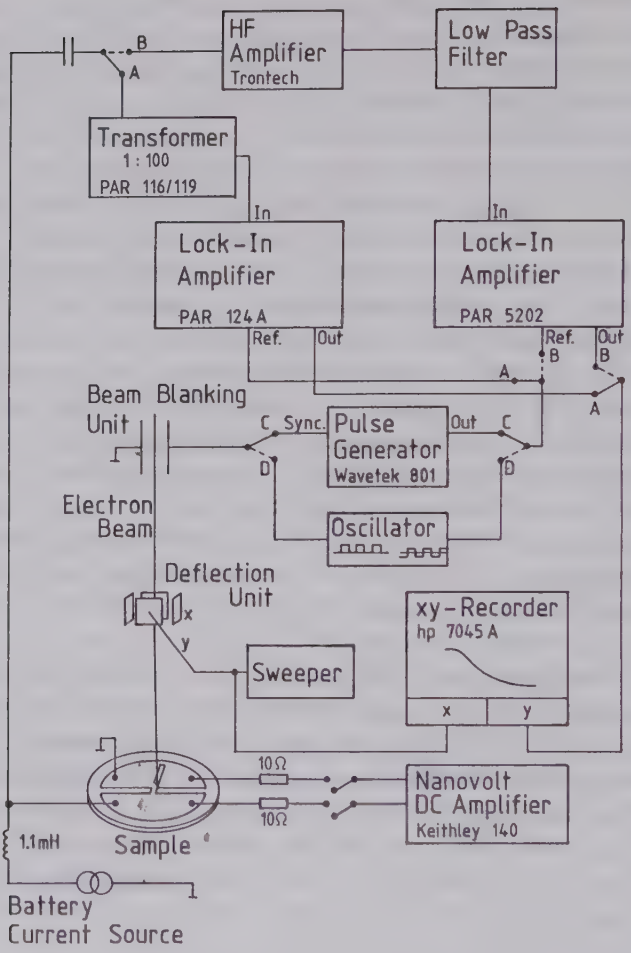


Bild 5.5: Elektrischer Aufbau für die Experimente an den Mikrobrücken mit Kanalstruktur.

Als Stromquelle dient zwar wieder die Konstantstromquelle, aber der Strom wird diesmal über ein Koaxialkabel eingespeist. Damit die Spannungsmessung durch Lock-In-Verstärker hierdurch nicht beeinflußt wird, muß die Stromquelle wechsel-

strommäßig abgekoppelt werden. Dies geschieht zum einen über eine Induktivität von 1.1 mH und zum andern über einen Kondensator in der Größenordnung von etwa 0.5 µF vor den Vorverstärkern, die die Lock-In-Verstärker ansteuern. Der Kondensator ist in der Regel bereits im Vorverstärker integriert. Auf diese Weise kann ein Koaxialkabel sowohl für die Stromzuführung als auch für die Spannungsmessung verwendet werden. Die beiden 10-Ω-Widerstände dienen zur Verhinderung der Reflexion des Hochfrequenzsignals, das auf den Leitungen für die Gleichspannungsmessung hochwandern und auf diesem Wege wieder über die Probe auf das Koaxialkabel gelangen kann, wo es zu Störungen führt. Zur Bestimmung der Strom-Spannungskennlinien wird ein Keithley Nanovoltverstärker eingesetzt, der bei den Hochfrequenzmessungen abgehängt werden muß.

Bei niederen Frequenzen bis 100 kHz wird der Lock-In-Verstärker PAR 124 A verwendet mit den Einschüben PAR 116 bzw. 119 für die Frequenzbereiche bis 50 kHz bzw. 50 kHz bis 100 kHz (Schalter in Stellung A). Meistens wurde der Transformer 1 : 100 eingesetzt, d.h. das Signal wurde bereits vor der Verarbeitung im Lock-In-Verstärker 100-fach verstärkt.

Ab Frequenzen von 100 kHz aufwärts wurde mit dem Lock-In-Verstärker PAR 5202 gearbeitet. Das Probensignal wurde dabei zunächst mit einem Trontech-Hochfrequenz-Verstärker 500-fach verstärkt und anschließend über ein Tiefpaßfilter dem Eingang des PAR 5202 zugeführt. Der Tiefpaß ist notwendig, um die Oberwellen des Signals herauszufiltern, die den genauen Phasenabgleich verhindern würden. Bis 2 MHz wurde der Filter von Krohn-Hite 3202 verwendet. Für höhere Frequenzen kann man sich recht wirksam mit selbstgebauten LC-Gliedern behelfen, wobei man auf die 50-Ω-Anpassung achten muß. Zur Störungsunterdrückung müssen an geeigneten Stellen Symmetrierglieder eingesetzt werden, um bei den höchsten Eingangsempfindlichkeiten des Lock-In-Verstärkers die Störpegel möglichst klein zu halten. Die auftretenden Spannungen

im Bereich von teilweise weit weniger als 1 µV verlangen hier eine sehr sorgfältige Optimierung des gesamten elektrischen Aufbaus. Deshalb wurden für Frequenzen von 5 MHz aufwärts kleine batteriebetriebene Oszillatoren selbst gebaut, die den netzabhängigen Wellengenerator ersetzen. Die Frequenz kann bei diesen Oszillatoren mit einem regelbaren Widerstand verändert werden. Der Betrieb dieser Oszillatoren vermindert die Störsignale um ein weiteres, was bei den hohen Frequenzen sehr wichtig ist, da die Signale bei zunehmender Frequenz und gleichbleibender Strahlleistung immer kleiner werden. Bei der Probe wurden Messungen bis 39.6 MHz durchgeführt.

Nicht eingezeichnet in Bild 5.5 sind die Verbindungen der Verstärker zu den Video-Eingängen, die die Erzeugung von Spannungsbildern ermöglichen, wie in Kap. 4 bereits erwähnt wurde.

Im Zusammenhang mit dem Lock-In-Verstärker PAR 5202 wurde eine Vektorvolt-Platine eingesetzt. Der Lock-In-Verstärker besitzt zwei Ausgänge, denen man die um 90° gegeneinander phasenverschobenen Signale entnehmen kann. Um den Betrag und die Phasenlage des Signals zu erhalten, ist es erforderlich, die einzelnen Signale quadratisch zu addieren und die Wurzel zu ziehen bzw. den Arcustangens des Verhältnisses beider Signale zu bilden. Diese Aufgabe, die sonst durch eine graphische Auswertung der experimentellen Kurven etwas umständlich ist, übernimmt der Vektorvoltrechner. Er verarbeitet die beiden Ausgangssignale des Lock-In-Verstärkers und gibt aus seinem einen Ausgang den Betrag und aus dem anderen die Phase des Spannungssignals wieder.

Die Strahlmodulationseinheit, die es ermöglicht, den Elektronenstrahl mit hohen Frequenzen ein- und auszuschalten, beruht auf dem Prinzip einer elektrostatischen Ablenkeinheit, bei der die eine Platte eines Kondensators als Verzögerungsleitung ausgebildet ist [36, 37]. Diese Einheit befindet sich zwischen der ersten und zweiten Linse des

Rastermikroskops. Die Elektronen des Strahls laufen dabei durch den Plattenkondensator, auf dem sich Spannungspulse mit derselben Geschwindigkeit in Form von Wellen fortbewegen. Elektronen, die gleichzeitig mit einem Spannungspuls das Plattenpaar durchlaufen, werden dabei aus dem Strahlengang abgelenkt und gelangen nicht nach unten auf die zu untersuchende Probe. Die Ablenkeinheit muß zum einen einen Wellenwiderstand von 50 Ω aufweisen, und zum anderen dürfen nur Pulse mit der relativ niedrigen Elektronengeschwindigkeit des Strahls den Kondensator passieren. Dadurch ergibt sich eine bestimmte Beschleunigungsspannung, bei der diese Anordnung optimal funktioniert, die bei 26 kV liegt. Ein großer Vorteil dieser Einheit besteht in der niedrigen Steuerspannung von weniger als 1 V, die zur Ablenkung des Elektronenstrahls notwendig ist. Außerdem arbeitet sie zuverlässig bis in den 1-GHz-Bereich hinein.

5.5. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE ZUR RÄUMLICHEN AUFLÖSUNG UND DISKUSSION

In Abschnitt 5.1. wurde bereits das experimentelle Vorgehen angedeutet:

- stromdurchflossene Mikrobrücke mit $I \gtrsim I_c$,
- punktförmiger Elektronenstrahl wird in der Mitte des stromlosen Kanals auf die Mikrobrücke langsam zubewegt (gestrichelte Linie in Bild 5.1),
- zur Erzeugung eines Wechselspannungssignals wird der Elektronenstrahl gepulst,
- Aufzeichnung des entstehenden Spannungssignals der Mikrobrücke in Abhängigkeit vom Ort des Elektronenstrahls.

Die experimentellen Ergebnisse der untersuchten Proben sollen im folgenden nacheinander vorgestellt und diskutiert werden.

5.5.1. PROBE Sn 9 (O_2-DOTIERT)

Die erste Probe dieser Reihe diente zunächst einmal dazu, die experimentelle Technik kennenzulernen, um sie für die anschließenden Experimente weiter zu verbessern.

In Bild 5.6 ist eine typische Strom-Spannungskennlinie der Probe bei einer Temperatur von 3.6 K zu sehen. Die Kennlinie zeigt eine große Hysterese, die auf die Entstehung eines Hotspots in der Brückenregion hindeutet.

Der Elektronenstrahl mit einer Beschleunigungsspannung von 30 kV wurde mit 10 kHz moduliert, und sein Strahlstrom betrug etwa 100 nA bei den nachfolgenden Kurven.

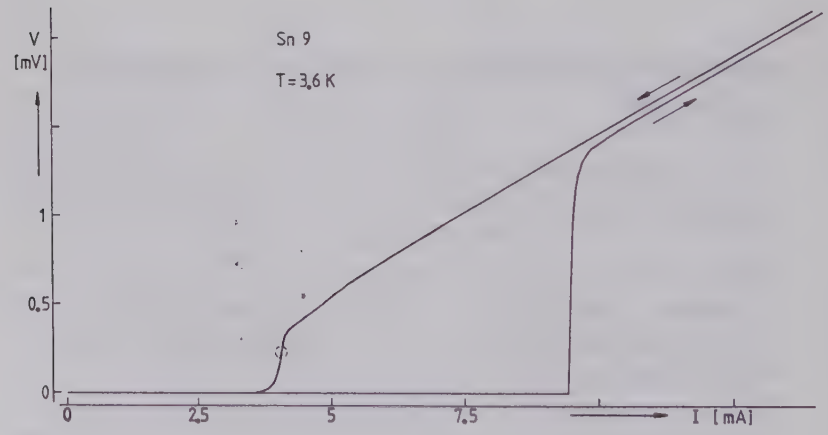
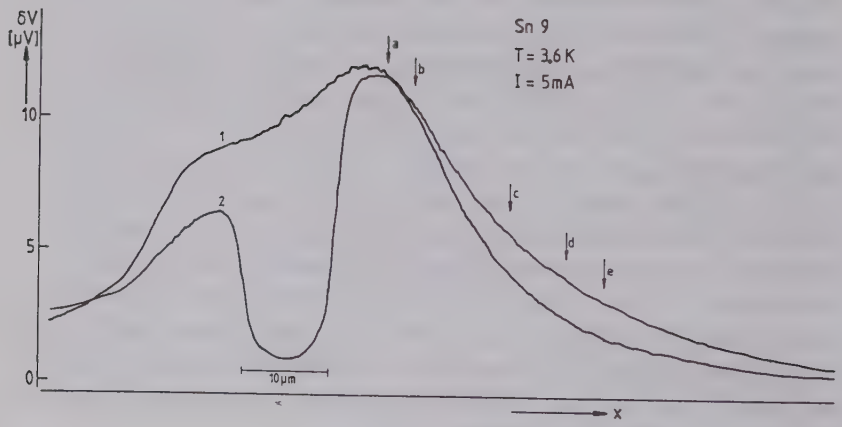


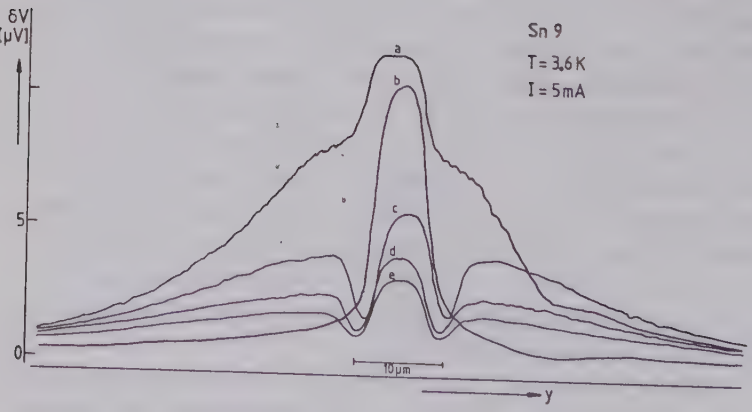
Bild 5.6: Strom-Spannungskennlinie der Probe Sn 9 (O_2-dotiert).

In Bild 5.7a ist die Kurve 1 das Spannungssignal, wenn man den Elektronenstrahl auf die Brücke zu bewegt. Auf der Spannungsachse ist das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers zu sehen, während die x-Achse der Ablenkung des Elektronenstrahls entlang des Kanals in Richtung zur Brücke entspricht. Bei Kurve 2 wurde der Elektronenstrahl parallel zum Kanal, aber außerhalb des Kanals geführt (punktierte Linie in Bild 5.1). Daher kommt der Abfall des Signals an der Stelle zustande, wo der Strahl den Zinnfilm-freien Bereich auf der Brückenhöhe erreicht und direkt auf das Substrat trifft. Diese Kurve dient zur Bestimmung der Position der Mikrobrücke. (Natürlich kann man noch mit dem Halbleiterdetektor mit Hilfe der reflektierten Elektronen ein Bild der Mikrobrücke direkt auf dem Bildschirm des Rastermikroskops realisieren und so die Lage der Mikrobrücke feststellen.)

Bild 5.7b zeigt eine Kurvenschar von Spannungssignalen, bei denen der Strahl senkrecht zum Kanal über den Supraleiter geführt wurde. Die mit a bis e gekennzeichneten Kurven entsprechen den in Bild 5.7a mit Pfeilen markierten Positionen, an denen der Elektronenstrahl den Kanal überquert. Man erkennt hier wieder gut den Abfall des Signals oberhalb und unterhalb des Kanals, wo der Strahl direkt auf das Substrat trifft. In den Fotos von Bild 5.8 sind "Spannungsbilder" von der Mikrobrücke und ihrer Umgebung zu sehen für verschiedene Probenströme. Dabei rasterte der Elektronenstrahl über den ganzen im Bild sichtbaren Bereich, und als Helligkeitsmodulation des Bildschirms wurde das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers verwendet. Die Bilder unterscheiden sich nur durch die angelegte Stromstärke, die 4.0 mA, 4.2 mA, 4.5 mA und 5.0 mA betrug. Helle Gebiete zeigen Bereiche mit hohem Signal an. Die Position der Mikrobrücke mit dem darüberliegenden (hier vertikalen) Kanal ist deutlich zu erkennen. Mit zunehmender Stärke des Probenstroms wird das Spannungssignal offenbar geringer. Dies hängt mit der Abschwächung der Supraleitung bei wachsendem Probenstrom zusammen. In Bild 5.9 wurde eine besondere Darstellungsweise gewählt, die sogenannte y-Modulation, die quasi-dreidimensionale Bilder



a



b

Bild 5.7: Spannungssignale der Probe Sn`9 bei Bewegung des Elektronenstrahls
a: entlang des Kanals und parallel dazu,
b: senkrecht zum Kanal.

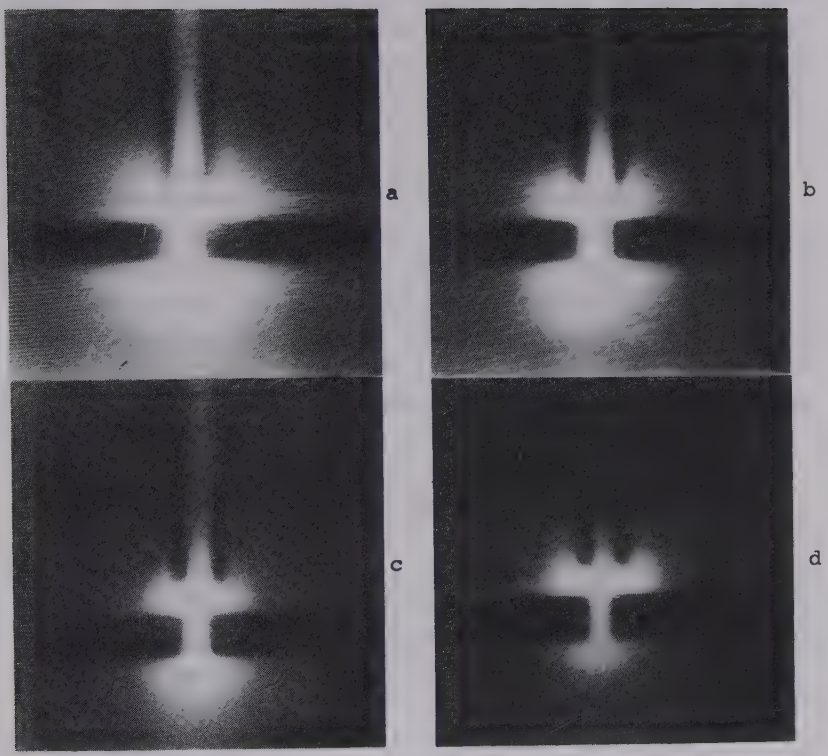


Bild 5.8: Spannungsbilder der Mikrobrücke Sn 9 bei steigendem Strom (a → d).

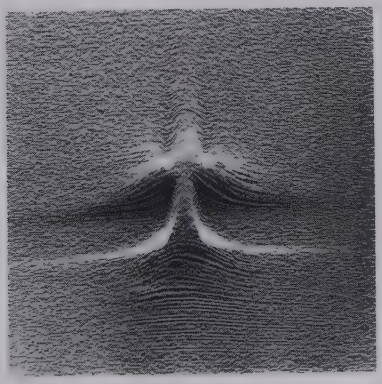


Bild 5.9: Spannungsbild der Mikrobrücke Sn 9 mit y-Modulation.

erzeugt. Dabei werden horizontal nacheinander die Spannungssignale auf den Bildschirm gegeben (d.h. im Prinzip die gleichen Kurven, wie sie in Bild 5.7b zu sehen sind), wobei dann die vertikale Koordinate der horizontalen Rasterspur variiert wird.

Zur Bestimmung der thermischen Ausheillänge benötigt man den Abfall des Spannungssignals im Kanal mit wachsender Entfernung von der Mikrobrücke. Durch Logarithmieren wurde bestätigt, daß sich der Abfall tatsächlich exponentiell verhält, wie es nach Gleichung (3.10) zu erwarten ist. Wenn $V_1 = V_o\, e^{-x_1/\eta}$ ist, d.h. die Spannung an der Stelle x_1, und $V_2 = V_o\, e^{-x_2/\eta}$ bei x_2, so erhält man

$$\eta = \frac{x_1 - x_2}{\ln V_2 - \ln V_1} = \left| \frac{\Delta x}{\Delta(\ln V)} \right| \qquad (5.8).$$

In Tabelle 5.1 sind die Werte von η aufgeführt, die bei den verschiedenen Messungen erhalten wurden. Mit I_c wird derjenige Wert der Stromstärke bezeichnet, bei dem bei Stromerniedrigung in der Strom-Spannungscharakteristik die Spannung wieder auf 0 abgefallen ist (vgl. Bild 5.6).

Temperatur T [K]	Stromstärke I [mA]	kritische Stromstärke I_c [mA]	Strahlstrom [nA]	therm. Ausheillänge η[µm]
3.60	3.5	3.75	~ 1	15.4
3.60	4.0	3.75	~ 1	17.1
3.60	4.25	3.75	~ 1	17.1
3.60	5.3	3.75	~ 1	17.7
3.60	5.0	3.75	~ 100	21.4
3.70	1.99	1.63	~ 10	22.9

Tabelle 5.1: Experimentell erhaltene Werte für die thermische Ausheillänge der Probe Sn 9. Strahlspannung: 30 kV, Modulationsfrequenz des Elektronenstrahls: 10kHz.

Aus den verschiedenen Werten erhält man einen Mittelwert von $\eta = (18.6 \pm 2.9)$ µm. Da die Modulationsfrequenz mit 10 kHz relativ niedrig liegt, kann $\eta = \eta_o$ gesetzt werden, d.h. man erhält die statische thermische Ausheillänge η_o. Die Grenzkreisfrequenz liegt bei Zinnfilmen etwa bei 2 MHz. Mit einem Wert für die thermische Leitfähigkeit von $\kappa = 2$ W/Km (aus Wiedemann-Franz-Gesetz) und der experimentell ermittelten thermischen Ausheillänge η_o erhält man für den Wärmeübergangskoeffizienten α etwa 3000 W/Km^2, was mit den Werten von Eichele [14, 15] anhand von Hotspot-Untersuchungen gut übereinstimmt.

Auf folgende Einzelheiten des Experiments sei noch hingewiesen:

Bei Erreichen von I_c "leuchtet" im Spannungsbild nur die Brücke selbst. Die Probe reagiert dabei auf Stromänderungen von einigen 10 µA sehr empfindlich, so daß sich der Bereich, in dem Spannung sichtbar wird, schlagartig auch auf die Kontaktflächen und in den Kanal hinein ausdehnt. Auf der Strom-Spannungskennlinie befindet man sich dann im steilen Anstieg.

Der leuchtende Bereich erstreckt sich im Kanal weiter als außerhalb und auch weiter als auf der anderen Seite der Brücke (vgl. Bild 5.8). Dies erfolgt aufgrund der im Kanal quasi-eindimensionalen Ausbreitung der vom Elektronenstrahl erzeugten Wärme. Im zweidimensionalen Halbraum auf der anderen Seite der Brücke kann die Wärme auch nach den Seiten abfließen. Daher scheint die Ausheillänge hier etwas verkürzt. Der Abfall ist hier auch nicht mehr rein exponentiell, sondern muß infolge der Radialsymmetrie durch Besselfunktionen beschrieben werden.

5.5.2. PROBE Sn 10

Bei dieser reinen Probe sollte zum ersten Mal die hochfrequente Modulation des Elektronenstrahls angewendet werden, wobei, wie in Kapitel 3 ausführlich beschrieben, eine Abnahme der thermischen Ausheillänge auftreten sollte. Mit einer Wärmeleitfähigkeit von κ = 13 W/Km wurde eine thermische Ausheillänge η_o von 30 - 40 µm erwartet bei geschätzten Werten für den Wärmeübergangskoeffizienten α von etwa 5000 W/Km^2.

Die Probengeometrie war im Prinzip dieselbe wie bei der Probe Sn 9. Sie wurde jedoch dahingehend abgeändert, daß die Ecken der Mikrobrücke abgerundet wurden. Die Größe der Mikrobrücke blieb an der engsten Stelle 5 µm und die Länge zwischen den Kontaktflächen 10 µm.

Als Beispiele für die Messungen mit dieser Probe betrachte man die Bilder 5.10 und 5.11. Die Temperatur des Heliumbades betrug 3.72 K (T_c = 3.77 K). In den beiden Bildern sind die Signale bei den Frequenzen 0.1 MHz bzw. 1.92 MHz aufgetragen. Man sieht bereits hier, daß der Abfall bei 1.92 MHz schon erheblich steiler ist als bei der niedrigen Frequenz. Die beiden Kurven in jedem Diagramm sind die beiden um 90^o phasenverschobenen Signale, die erst nach der in Abschnitt 5.4. erwähnten Weise verarbeitet werden müssen (vektorielle Addition).

Insgesamt wurde bei drei verschiedenen Frequenzen gemessen und die folgenden Werte für die frequenzabhängige Ausheillänge gefunden (Tabelle 5.2):

f [MHz]	0.100	0.965	1.922
η [µm]	33	23	17

Tabelle 5.2: Experimentelle Ergebnisse für die frequenzabhängige thermische Ausheillänge bei der Probe Sn 10.

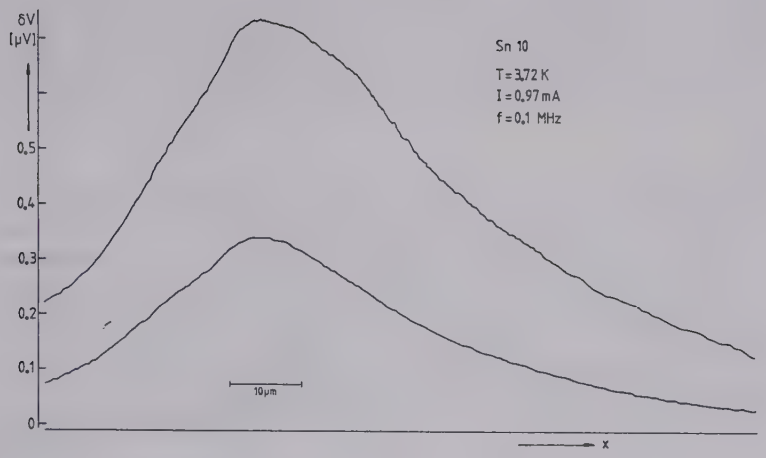


Bild 5.10: Spannungssignale der Probe Sn 10 in Abhängigkeit vom Ort des Elektronenstrahls bei einer Modulationsfrequenz von 0.1 MHz.

Bereits aus diesen drei Werten der thermischen Ausheillänge lassen sich nach den Gleichungen (3.26) und (3.28) die statische thermische Ausheillänge η_o bzw. die Grenzkreisfrequenz ω_c ermitteln. Man erhält

$$\eta_o = 33.4\ \mu m$$

und

$$\omega_c = (1.89 \pm 0.10)\ MHz$$

bzw.

$$f_c = (0.30 \pm 0.02)\ MHz\ .$$

Unter der Annahme einer Wärmeleitfähigkeit von $\kappa = 13$ W/Km ergibt sich aus Gleichung (3.27) eine Wärmekapazität pro Volumeneinheit von

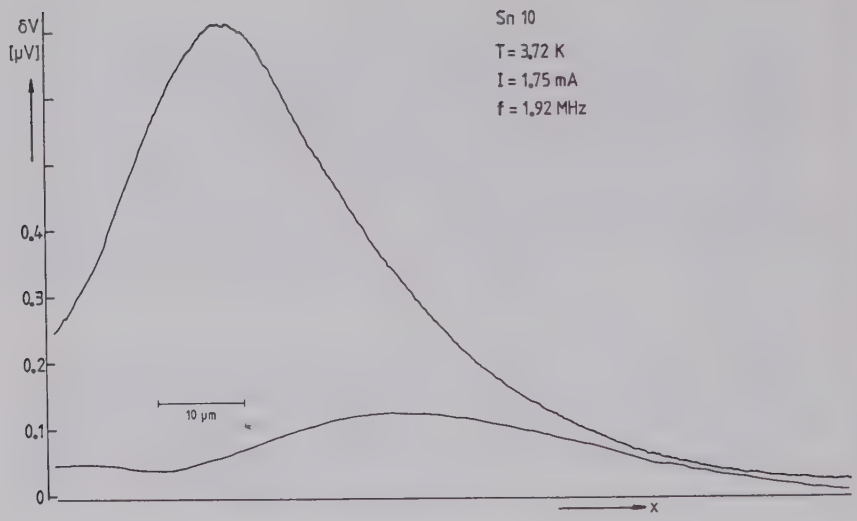


Bild 5.11: Spannungssignale der Probe Sn 10 in Abhängigkeit vom Ort des Elektronenstrahls bei einer Modulationsfrequenz von 1.92 MHz.

$$\dot{C} = (6300 \pm 200)\ \mathrm{Ws/Km^3} \quad .$$

Hieraus und aus der Kenntnis der Grenzkreisfrequenz folgt dann für den Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha = (5900 \pm 300)\ \mathrm{W/Km^2}.$$

Zu den beiden Größen Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit ist folgendes zu erwähnen. Die Wärmeleitfähigkeit eines metallischen Leiters setzt sich aus dem elektronischen und dem Gitteranteil zusammen. Dabei ist der elektronische proportional zur elektronischen Wärmekapazität, der Fermigeschwindigkeit und der mittleren freien Weglänge der Elektronen. Der Gitteranteil ist proportional zum Gitteranteil der Wärmekapazität, der Schallgeschwindigkeit und der mittleren

freien Phononenweglänge. Da die Fermigeschwindigkeit um etwa 3 Größenordnungen höher ist als die Schallgeschwindigkeit, überwiegt beim metallischen Leiter auch bei tiefen Temperaturen der elektronische Anteil der Wärmeleitfähigkeit für die hier verwendeten Metalle den Gitteranteil um das 100- bis 1000-fache [38].

Gerade umgekehrt ist die Situation bei der Wärmekapazität. Der elektronische Anteil geht linear mit der Temperatur, während der Gitteranteil dem Debyeschen T^3-Gesetz gehorcht. Außer bei Aluminium mit seiner relativ hohen Debye-Temperatur von 394 K überwiegt der Gitteranteil der Wärmekapazität bei den untersuchten Schichten im verwendeten Temperaturbereich um ein bis zwei Größenordnungen den elektronischen [38].

Deshalb wird für die weiteren Betrachtungen einerseits immer nur der elektronische Anteil der Wärmeleitfähigkeit verwendet, wenn diese Größe als bekannt vorausgesetzt werden sollte, andererseits nur der Gitteranteil der Wärmekapazität nach dem T^3-Gesetz.

Vergleicht man die experimentell gefundene Wärmekapazität der Zinnprobe Sn 10 mit dem Literaturwert von etwa 1200 Ws/Km^3 bei 3.7 K [38], so ist der experimentelle Wert etwa um das 5-fache zu hoch. Das Substrat kann hierbei eventuell eine Rolle mitspielen und zur Wärmekapazität beitragen. Möglicherweise ist die Wärmeleitfähigkeit zu hoch angesetzt worden. Würde man hier den Wert reduzieren, ergäben sich auch für die Wärmekapazität und den Wärmeübergangskoeffizienten entsprechend geringere Werte ($C \approx 1000$ Ws/Km^3 und $\alpha \approx 1000$ W/Km^2). Die Bestimmung des spezifischen Widerstands an einer gleichzeitig zur Probe Sn 10 aufgedampften Referenzprobe mit größeren Dimensionen (Breite 0.15 mm, Länge 10 mm) ergibt einen Wert von nur etwa 2.4 W/Km für die Wärmeleitfähigkeit. Die genaue Ermittlung des spezifischen Widerstands ist nicht immer ganz einfach wegen der besonderen geometri-

schen Verhältnisse. Es besteht nämlich die Möglichkeit, daß die schwächste Stelle des Supraleiters nicht genau an der Stelle der Mikrobrücke selbst ist, sondern zwischen Mikrobrücke und Kanalstruktur, wo der Supraleiter ebenfalls verengt ist (siehe Bild 5.1).

.5.3. PROBE Pb 1

Die reine Bleiprobe Pb 1 bot die Möglichkeit, einen relativ großen Frequenzbereich auch weit oberhalb der Grenzkreisfrequenz ω_c zu untersuchen, da die thermische Ausheillänge bereits bei Frequenzen unter 1 MHz deutlich abnimmt. Die Experimente wurden alle bei 4.2 K durchgeführt.

Eine Abweichung der experimentellen Bedingungen gegenüber den bisher behandelten Proben ist das Anlegen eines kleinen Magnetfeldes von 20 mT senkrecht zur Probe. Dies geschieht mit einem spulenförmigen Magneten der sich im Heliumtopf des Kryo-Einschubs befindet. Die Probe ist dabei direkt in der Spulenmitte lokalisiert. Das Magnetfeld verhindert eine Hysterese in der Strom-Spannungskennlinie, die vermutlich auf die Entstehung eines Hotspots im Brückenbereich hindeutet. Auf die thermische Ausheillänge hat dieses Magnetfeld keinerlei Einfluß. Bild 5.12 zeigt die Strom-Spannungskennlinie mit angelegtem Magnetfeld und den mit einem Kreis gekennzeichneten Arbeitspunkt.

Das elektronenstrahlinduzierte Spannungssignal δV der Mikrobrücke als Funktion der x-Koordinate des Strahlfokus innerhalb des Kanals ist in Bild 5.13a für zwei verschiedene Frequenzen der Strahlmodulation zu sehen. Die Kurven a und b beziehen sich wieder auf die um 90° phasenverschobenen Spannungen des Lock-In-Verstärkers. Die absolute Größe $|\delta V|$ dieser Spannungen (vektoriell addiert), normiert auf ein Volt und logarithmisch aufgetragen, ist in Bild 5.13b für beide Frequenzen aufgetragen. Da die Spannungssignale ex-

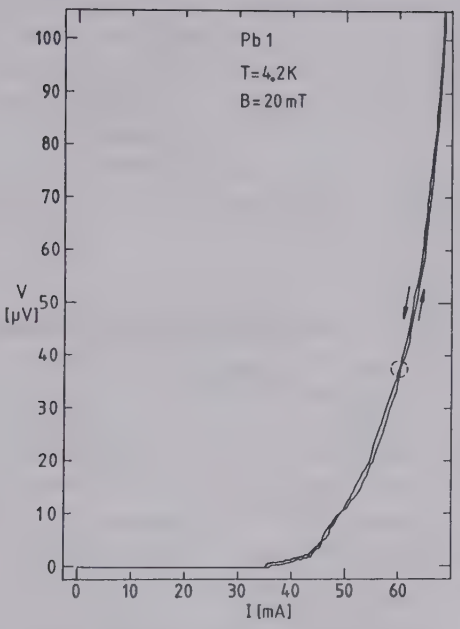


Bild 5.12: Strom-Spannungskennlinie der Probe Pb 1 für steigenden und fallenden Strom.

ponentiell abklingen sollten, ergeben sich zwei Geraden mit verschiedenen Steigungen in Bild 5.13b. Die Steigung der 2-MHz-Kurve ist größer als die der 200-kHz-Gerade, d.h. nach Gleichung (5.8) eine Verkürzung der thermischen Ausheillänge bei höheren Frequenzen. In Tabelle 5.3 sind die aus den Spannungssignalen ermittelten dynamischen thermischen Ausheillängen, die Wellenvektoren k und Phasengeschwindigkeiten v_{ph} bei den verschiedenen Frequenzen angegeben. Die Phasengeschwindigkeiten können zur Bestimmung von Signallaufzeiten verwendet werden. Mehr dazu findet man im Abschnitt 5.6. im Zusammenhang mit zeitaufgelösten Messungen.

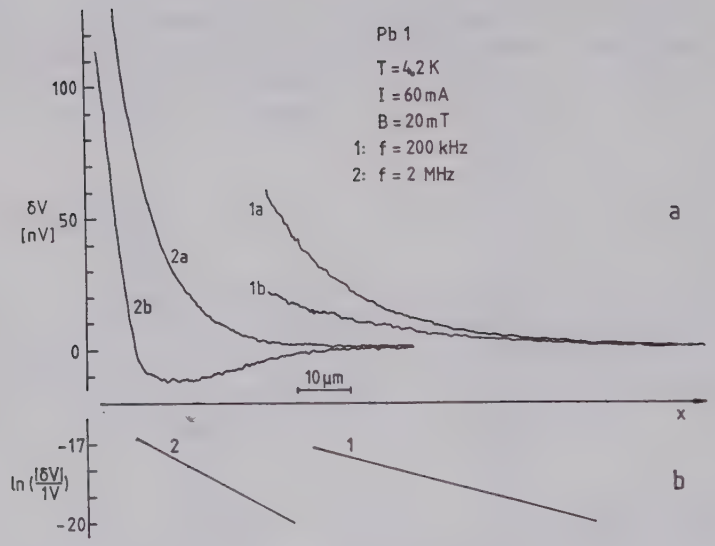


Bild 5.13: Spannungssignale δV in Abhängigkeit von der x-Koordinate des Strahlfokus innerhalb des Kanals für zwei Frequenzen (Probe Pb 1).
a: die gegeneinander um π/2 phasenverschobenen Spannungskomponenten, b: logarithmische Auftragung der Absolutgröße |δV| normiert auf 1 V.

f[kHz]	0.26	1.06	2	10	50	100	200	1000	2000	5000
η[µm]	53	48	46	49	32	25	19	14	9	5
k[1/m]							7440	27560	56100	94060
v_{ph}[m/s]							169	228	224	344

Tabelle 5.3: Experimentelle Ergebnisse für die frequenzabhängige thermische Ausheillänge η , die Wellenvektoren k und die Phasengeschwindigkeiten v_{ph} bei der Probe Pb 1.

Man sieht hier eine starke Reduktion der thermischen Ausheillänge bis auf 10 % ihres statischen Wertes. Höhere Frequenzen konnten experimentell bei dieser Probe noch nicht untersucht werden, da die notwendige Elektronik erst bei den beiden folgenden Proben zum Einsatz kam.

Die Grenzfrequenz liegt bei dieser Probe sehr niedrig, und nach den Gleichungen (3.26) und (3.28) erhält man

$$\eta_o = (50 \pm 3)\ \mu m$$

und

$$\omega_c = (170 \pm 75)\ kHz$$

bzw.

$$f_c = (27 \pm 12)\ kHz\ .$$

Für Blei bei 4.2K erhält man nach Einsetzen der Molmasse, des spezifischen Gewichts und der Debye-Temperatur $\Theta = 88$ K [38] in das Debyesche T^3-Gesetz eine Wärmekapazität von $C = 12000\ Ws/Km^3$. Das ergibt einen Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha = (1020 \pm 450)\ W/Km^2$ und mit Gleichung (3.27) eine Wärmeleitfähigkeit $\kappa = (4.1 \pm 2.4)\ W/Km$.

Bild 5.14 zeigt die experimentellen Werte der thermischen Ausheillänge in Abhängigkeit von der Frequenz. Die gestrichelte Linie ist die theoretische Kurve für folgende Werte:

$\alpha = 1000\ W/Km^2$
$\kappa = 5\ W/Km$
$C = 12000\ Ws/Km^3$
$d = 0.5\ \mu m$ (Probendicke).

Die oben angeführte relativ große Streuung der Werte für ω_c und dadurch auch für α und κ werden verständlich, wenn die Abweichungen der experimentellen Punkte von der theoretischen Kurve betrachtet werden. Diese Fehler gehen selbstverständlich in die Gleichungen (3.26) und (3.27) ein. Dennoch muß die Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Daten im Rahmen der Meßgenauigkeit der kleinen Spannungen im

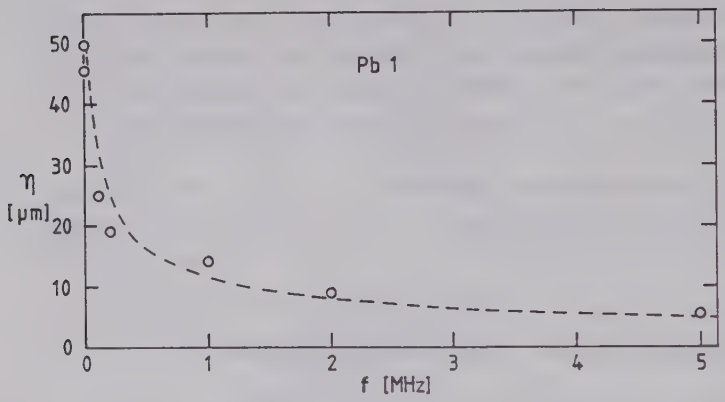


Bild 5.14: Experimentelle Werte der thermischen Ausheillänge η in Abhängigkeit von der Strahlmodulationsfrequenz f. Die gestrichelte theoretische Kurve beruht auf den im Text angegebenen Werten für die Probe Pb 1.

Nanovoltbereich als sehr gut angesehen werden. Es wäre im Prinzip möglich, die Strahlleistung zu erhöhen (Strahlspannung = 26 kV, Strahlstrom ≈ 100 pA), aber dann wäre die Beziehung zwischen Temperaturerhöhung und Spannungssignal eventuell nicht mehr linear. Eine weitere Fehlerquelle für die experimentellen Werte ist die ungenaue Lokalisierung der schwächsten Stelle der Probe, die wiederum nicht die Mikrobrücke selbst sein muß.

5.5.4. PROBE PbIn 2 (Au)

Hier handelt es sich um eine mit Indium verunreinigte Bleiprobe mit einer dünnen Goldschicht (5 nm) zwischen Probe und Substrat zur Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten. Infolge der Verunreinigung sollte die Probe eine relativ kurze thermische Ausheillänge haben bei gleichzeitig niedrigem Wert der Grenzfrequenz.

Die Geometrie wurde den kleineren Ausheillängen angepaßt, und daher betrug die Brückenbreite an der engsten Stelle nur 2.7 µm und ihre Länge 7 µm. Bild 5.15 zeigt die Strom-Spannungskennlinie bei einem senkrechten Magnetfeld von 50 mT zur Unterdrückung der Hysterese. Das elektronenstrahlinduzierte Spannungssignal $|\delta V|$ der Mikrobrücke in Abhängigkeit von der x-Koordinate des Strahlfokus im Kanal ist in Bild 5.16a für 3 verschiedene Frequenzen der Strahlmodulation aufgetragen. Hierbei ist der aus den beiden Ausgängen des Lock-In-Verstärkers gebildete Betrag der beiden um 90° phasenverschobenen Spannungskomponenten, der hier mit der Vektorvoltplatine gebildet wurde. Der Logarithmus der auf 1 V normierten Spannungssignale $|\delta V|$ für die verschiedenen Frequenzen ergibt drei Geraden mit unterschiedlicher Steigung (Bild 5.16b), woraus die thermischen Ausheil-

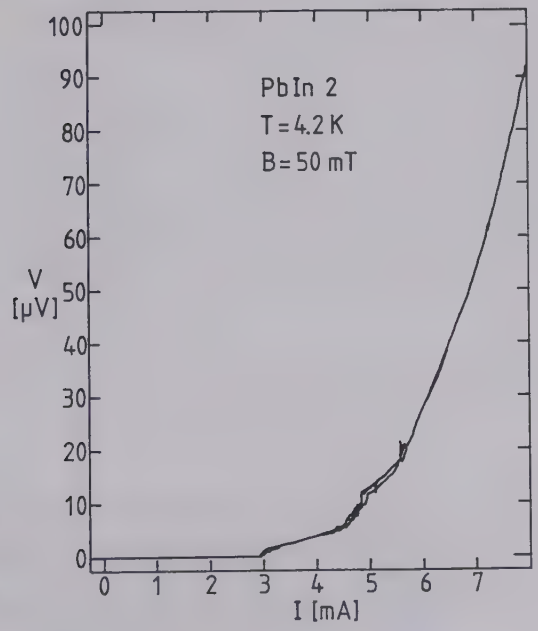


Bild 5.15: Strom-Spannungskennlinie der Probe PbIn 2.

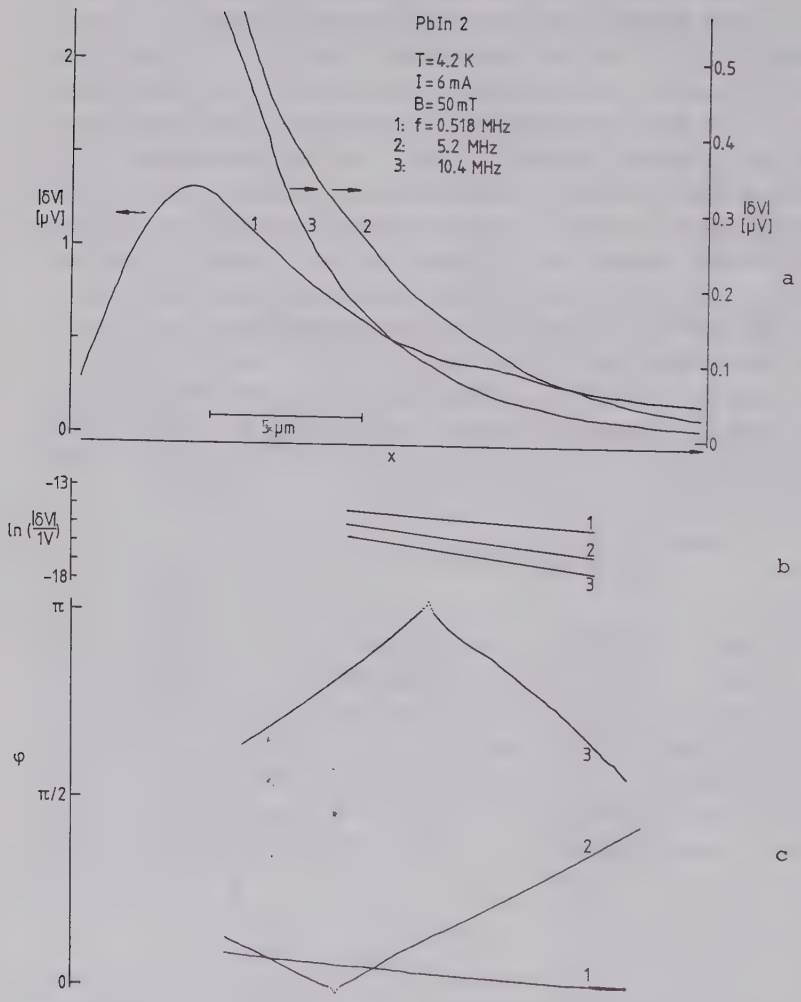


Bild 5.16: a: Spannungssignale $|\delta V|$ der Probe PbIn 2 in Abhängigkeit vom Ort x des Elektronenstrahlfokus,
b: logarithmische Auftragung von $|\delta V|$ auf 1 V normiert,
c: Phase φ in Abhängigkeit vom Ort x.

längen η nach Gleichung (5.8) bestimmt werden. Die Phasen φ der Spannungssignale in Abhängigkeit vom Ort x des Elektronenstrahls sind im Bild 5.16c dargestellt. Die Phasen wurden aus dem Verhältnis der beiden Spannungskomponenten ebenfalls mit der Vektorvoltplatine berechnet (siehe auch Abschnitt 5.4.). In Tabelle 5.4 sind die dynamischen thermischen Ausheillängen η, die Wellenzahlen k (Gleichung 3.19) und die daraus ermittelten Phasengeschwindigkeiten v_{ph} (Gleichung 3.21a) für verschiedene Frequenzen gegeben. Die Elektronenstrahlparameter lauten: Strahlspannung 26 kV, Strahlstrom ~ 1 nA.

f[MHz]	0.051	0.100	0.518	1.0	2.0	5.2	10.4	28.1	39.6
η[µm]	12.6	9.5	9.1	7.5	6.6	5.0	4.7	3.9	2.7
$k[\frac{1}{m}]$	--	--	41200	83800	95900	267800	384400	639700	--
$v_{ph}[\frac{m}{s}]$	--	--	79	75	131	122	170	276	--

Tabelle 5.4: Experimentelle Ergebnisse für die frequenzabhängige thermische Ausheillänge η, den Wellenvektor k und die Phasengeschwindigkeit v_{ph} bei der Probe PbIn 2.

Nach Gleichungen (3.26) und (3.27) ergeben sich Werte von

$$\eta_o = (12.6 \pm 0.1)\ \mu m$$

und

$$\omega_c = (3.9 \pm 2.8)\ MHz.$$

Der Wert für ω_c beinhaltet eine relativ große Streuung um den Mittelwert. Es wird sich zeigen, daß die Werte von η für niedrige Frequenzen im Vergleich zu den theoretischen Werten zu klein sind, während sie bei hohen Frequenzen zu groß gegenüber den berechneten Werten sind (Bild 5.17).

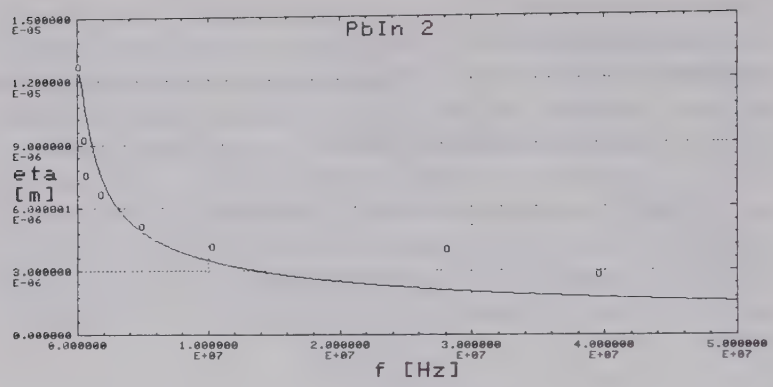


Bild 5.17: Experimentelle Werte der thermischen Ausheillänge η in Abhängigkeit von der Strahlmodulationsfrequenz f. Die theoretische Kurve beruht auf den im Text angegebenen Werten für die Probe PbIn 2.

Dies kann wiederum mit der nicht genauen Lokalisierung der Mikrobrücke erklärt werden.

Mit einem Wert für κ = 3.2 W/Km über das Wiedemann-Franz-Gesetz errechnet man C = 4900 Ws/Km^3 und α = 10200 W/Km^2, wenn der Mittelwert von ω_c = 3.9 MHz zugrundegelegt wird. Zur besseren Anpassung der experimentellen Werte an die theoretische Kurve in Bild 5.17 wurde C = 8000 Ws/Km^3 angenommen. Mit einem Wert von α = 10800 W/Km^2 und der Probendicke 0.54µm ist dann die Grenzkreisfrequenz ω_c = 2.5 MHz, was innerhalb der Standardabweichung vom Wert ω_c = 3.9 MHz liegt.

Eine andere Möglichkeit der Bestimmung der Probenparameter geht bekanntlich über die Bestimmung des Wellenvektors k bzw. der daraus berechneten Phasengeschwindigkeit v_{ph} (Gleichung(3.21a)). Deren Wert für große Frequenzen ist durch Gleichung (3.21b) gegeben, und man erhält daraus

$$\frac{\kappa}{C} = \frac{v_{ph}^2}{2\omega} = \frac{\omega}{2k^2} = \frac{\pi f}{k^2} \qquad (5.9).$$

Dies ist im Prinzip dieselbe Gleichung wie (3.23), da für große ω gilt

$$\eta = 1/k \quad ,$$

mit dem Unterschied, daß hierfür die k-Werte allein zur Auswertung herangezogen werden, während man für die Gleichung (3.23) sowohl η als auch k benutzt. Für die hohen Frequenzen ab 5.2 MHz erhält man mit κ=3.2 W/Km die Wärmekapazität

$$C = (14400 \pm 400)\ \mathrm{Ws/Km^3}.$$

Daraus resultiert mit dem Wert des Wärmeübergangskoeffizienten α = 10800 $\mathrm{W/Km^2}$ eine Grenzkreisfrequenz

$$\omega_c = 1.4\ \mathrm{MHz}.$$

Die Auswertung nach Gleichung (3.23) ergibt eine Wärmekapazität

$$C = (8100 \pm 2300)\ \frac{\mathrm{Ws}}{\mathrm{Km^3}} \quad ,$$

wobei auch hier nur die Frequenzen ab 5.2 MHz berücksichtigt wurden. Der Wert ist zwar mit einer relativ großen Streuung behaftet, scheint aber den Experimenten recht nahe zu kommen. Für Bild 5.17 wurde daher auch der Wert von C = 8000 $\mathrm{Ws/Km^3}$ bei der theoretischen Kurve eingesetzt. Mit demselben Wert für α wie oben ist die Grenzkreisfrequenz

$$\omega_c = 2.5\ \mathrm{MHz}.$$

Um das Verhältnis der Werte α und κ zu bestimmen, erfolgt die Auswertung nach der Gleichung (3.25a), die im Prinzip für alle Frequenzen ihre Gültigkeit hat. In der Praxis sind aber die gemessenen Werte für η und k mit Meßfehlern

behaftet. Da für Frequenzen $\omega >> \omega_c$ die Werte von $\frac{1}{\eta}$ und k nahezu übereinstimmen, bringt eine kleine Abweichung schon sehr große Fehler für den Wert von η_o mit sich. Daher ist es nur sinnvoll, diese Art der Auswertung auf kleine Frequenzen zu beschränken. Aus den Ergebnissen für die drei Frequenzen 0.518 MHz, 1.0 MHz und 2.0 MHz erhält man mit dem Wert κ = 3.2 W/Km für den Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = (20200 \pm 3200)\ W/Km^2.$$

Das ist etwa das Doppelte wie bei den anderen Verfahren. Obwohl diese Werte nicht übereinstimmen, ist doch die Tendenz eines vergrößerten Wärmeübergangskoeffizienten α festzustellen, die aufgrund der dünnen Goldschicht zwischen Substrat und Film zustande kommt, wenn die Ergebnisse mit denen der anderen Proben Pb 1 und der noch zu betrachtenden Probe PbIn 3 verglichen werden.

Die Anpassung der theoretischen Kurve von Bild 5.17 an die experimentellen Werte mit einer Wärmekapazität von 8000 Ws/Km^3 ist durchaus gerechtfertigt, da man nach dem Debyeschen T^3-Gesetz [38] für reines Indium etwa 4000 Ws/Km^3 und für reines Blei etwa 12000 Ws/Km^3 erhält bei einer Temperatur von 4.2 K. Der Wert für die Blei-Indium-Legierung dürfte irgendwo dazwischen liegen.

5.5.5. PROBE PbIn 3

Die letzte Probe, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, diente u.a. zur Kontrolle der Ergebnisse der vorherigen Probe. Diesmal wurde lediglich auf die Goldschicht verzichtet, d.h. der Wärmeübergangskoeffizient sollte hier nicht vergrößert werden.

Die Maße der Mikrobrücke betrugen 3 µm in der Breite und 7.6 µm in der Länge, also etwas größer als die der Probe PbIn 2. Im Bild 5.18 ist die Strom-Spannungskennlinie bei einem Magnetfeld von 70 mT zu sehen. Die Bilder 5.19a bis c zeigen die Spannungssignale $|\delta V|$, den Logarithmus der Spannungssignale $|\delta V|$ auf 1 V normiert, sowie die Phase φ in Abhängigkeit von der x-Koordinate in der bekannten Weise für zwei der fünf untersuchten Frequenzen. Die Strahlparameter waren: Strahlspannung 26 kV, Strahlstrom ~ 400 pA. Die Messungen der Spannungssignale wurden bei zwei verschiedenen Stromstärken der Mikrobrücke vorgenommen, um mögliche Abweichungen in der thermischen Ausheillänge festzustellen. Die Stromänderung von 7 mA auf 9 mA wirkte sich nur in einer Vergrößerung der Spannungssignale aus, aber im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht auf die darauf ermittelte thermische Ausheillänge. Dies ist auch ein weiterer Hinweis auf die Linearität zwischen Spannungssignal und Temperaturerhöhung.

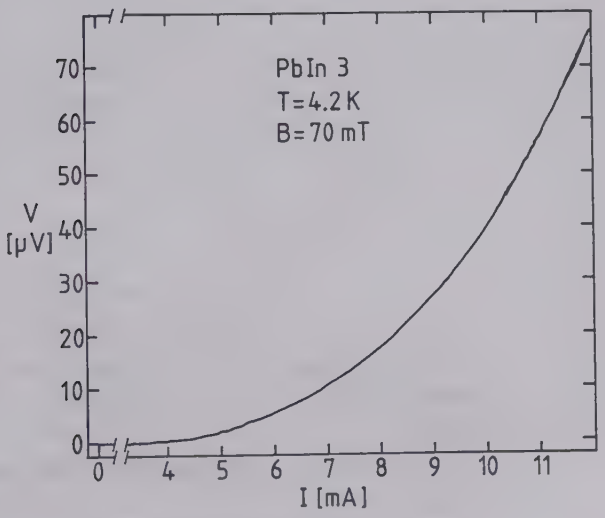


Bild 5.18: Strom-Spannungskennlinie der Probe PbIn 3.

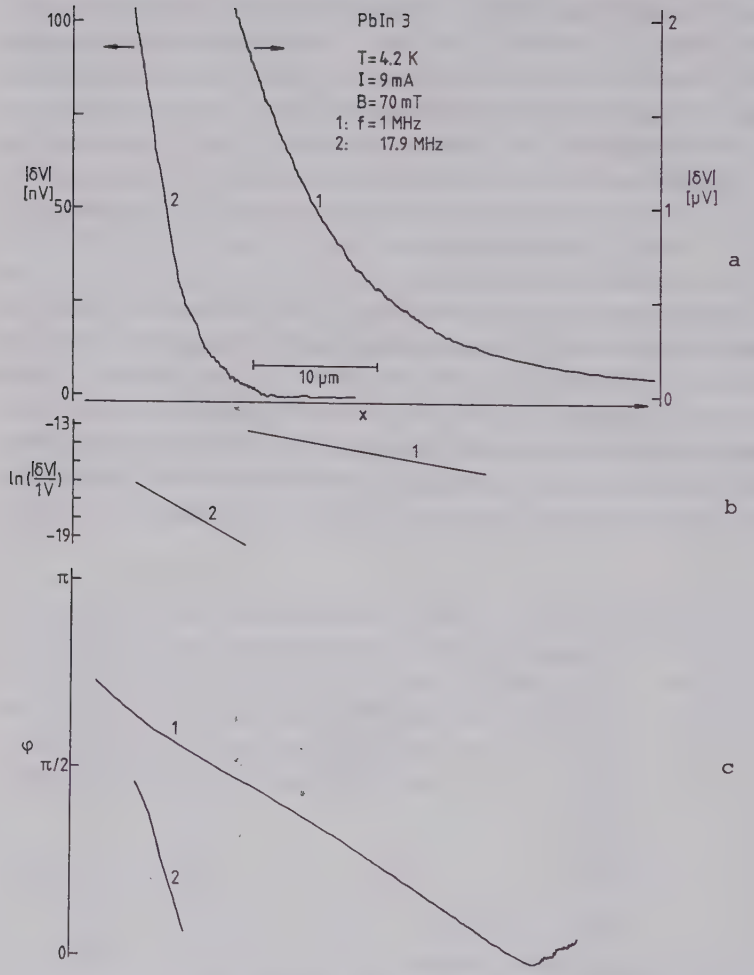


Bild 5.19: a: Spannungssignale $|\delta V|$ der Probe PbIn 3 in Abhängigkeit vom Ort x des Elektronenstrahlfokus,
b: logarithmische Auftragung von $|\delta V|$ auf 1 V normiert,
c: Phase φ in Abhängigkeit vom Ort x.

Die Tabelle 5.5 zeigt die experimentell ermittelten Werte für η, k und v_{ph} für die zwei verschiedenen Stromstärken.

f[MHz]	0.1		1.0		5.0		10.6		17.9	
I[mA]	7	9	7	9	7	9	7	9	7	9
η [µm]	11.6	11.2	8.5	8.9	5.2	4.9	3.9	3.8	2.8	2.7
k[$\frac{1}{m}$]	3550	4425	60400	61000	183700	183700	254200	246700	---	393200
v_{ph}[$\frac{m}{s}$]	177	142	104	103	171	171	262	270	---	286

Tabelle 5.5: Experimentelle Ergebnisse für die frequenzabhängige thermische Ausheillänge η, den Wellenvektor k und die Phasengeschwindigkeit v_{ph} bei der Probe PbIn 3.

Die Auswertung der experimentellen Ausheillänge η ergibt nach den Gleichungen (3.26) und (3.27)

$$\eta_o = (11.5 \pm 0.2)\ \mu m$$

und

$$\omega_c = (3.4 \pm 0.5)\ MHz \quad .$$

Mit der thermischen Leitfähigkeit von κ = 1.2 W/Km nach dem Wiedemann-Franz-Gesetz bekommt man die Werte für die Wärmekapazität C = 2600 Ws/Km^3 und für den Wärmeübergangskoeffizienten α = 5500 W/Km^2, die für die theoretische Kurve von Bild 5.20 zugrundegelegt wurden. Die experimentellen Werte der thermischen Ausheillänge $\eta(f)$ stimmen hier sehr gut damit überein ohne Anpassung eines Parameters.

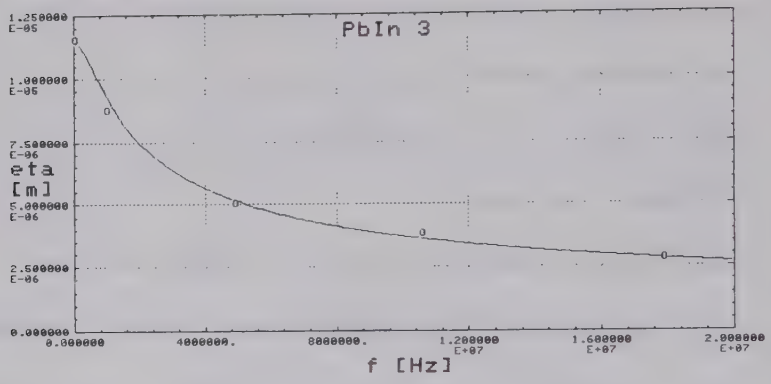


Bild 5.20: Experimentelle Werte der thermischen Ausheillänge η in Abhängigkeit von der Strahlmodulationsfrequenz f. Die theoretische Kurve beruht auf den im Text angegebenen Werten für die Probe PbIn 3.

Auch hier können wir die Auswertung der experimentellen Daten nach den anderen Methoden vornehmen, die bei der Probe PbIn 2 beschrieben sind. Nach Gleichung (3.23) für große Frequenzen zur Bestimmung des Verhältnisses $\frac{\kappa}{C}$ (κ = 1.2 W/Km) folgt ein Wert von

$$C = (2700 \pm 400)\ \mathrm{Ws/Km^3}\ .$$

Über die Beziehung $\alpha = \kappa d/\eta_o^2$ erhalten wir

$$\alpha = 5400\ \mathrm{W/Km^2}$$

und damit eine Grenzkreisfrequenz

$$\omega_c = 3.3\ \mathrm{MHz}.$$

Zur Auswertung wurden dabei nur die drei höchsten Frequenzen benutzt.

Werden nur die k-Werte benutzt und in Gleichung (5.9) eingesetzt, so folgt

$$C = (2700 \pm 600)\ \mathrm{Ws/Km^3}$$

und ebenfalls

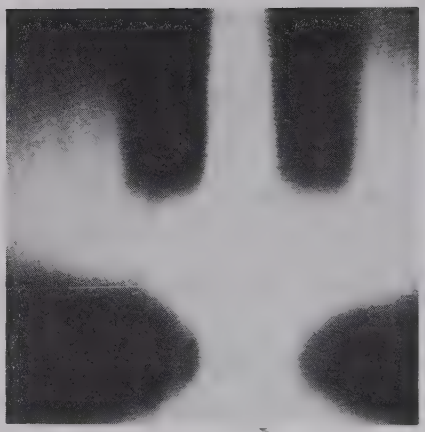
$$\omega_c = 3.3\ \mathrm{MHz}.$$

Nach Gleichung (3.25) erhält man bei Berücksichtigung der drei niedrigsten Frequenzen mit dem Wert von $\kappa = 1.2$ W/Km

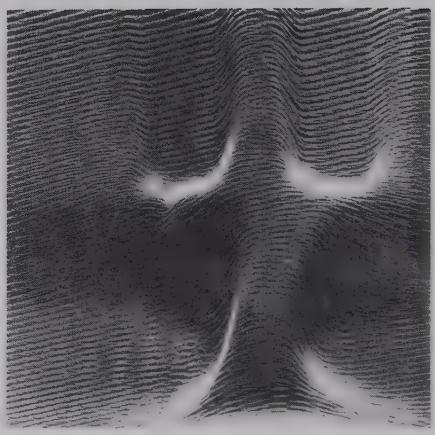
$$\alpha = (5300 \pm 1800)\ \mathrm{W/Km^2}.$$

Bei dieser Probe stimmen alle gewählten Methoden zur Auswertung sehr gut überein, was als Bestätigung der in Kapitel 3 dargestellten Theorie angesehen werden muß. Die Erfahrung hat gezeigt, daß zur Ermittlung der Probenparameter nach den Gleichungen (3.25), (3.26) und (3.27) möglichst die Ausheillängen für die niedrigsten Frequenzen verwendet werden, während die Gleichungen (3.23), (3.24), (3.28) und (5.9) im oberen Frequenzbereich anzuwenden sind.

Im folgenden sollen noch einige Spannungsbilder nach Abschnitt 2.1.1. dieser Probe gezeigt werden. Bild 5.21 zeigt vier Aufnahmen der Mikrobrücke im elektronenstrahlinduzierten Spannungszustand. Die Stromstärke durch die Mikrobrücke beträgt immer 9 mA bei gleichzeitig angelegtem Magnetfeld von 70 mT. Die Frequenz des modulierten Elektronenstrahls beträgt in Bild 5.21a und b 1 MHz und in Bild 5.21c und d 10.6 MHz. Die Darstellungsart in b und d nennt man y-Modulation: dabei wird der Elektronenstrahl der Bildschirmröhre bei konstanter Helligkeit proportional zum Ausgangssignal vertikal abgelenkt (also in y-Richtung). Durch Verringerung der Zeilenzahl läßt sich auf diese Weise ein

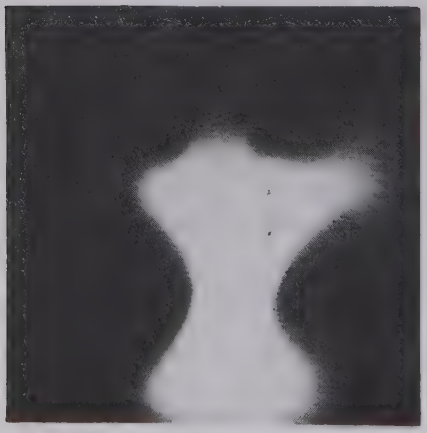


a: Probe PbIn 3
f = 1 MHz

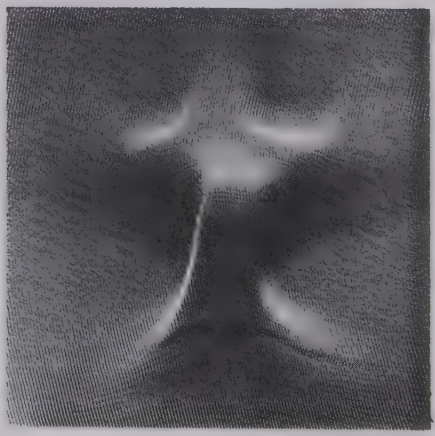


b: f = 1 MHz
y-Modulation

5 µm



c: f = 10.6 MHz



d: f = 10.6 MHz
y-Modulation

Bild 5.21: Spannungsbilder der Probe PbIn 3 bei zwei Strahlmodulationsfrequenzen f. Strom durch die Mikrobrücke: 9 mA, angelegtes Magnetfeld 70 mT.

"Spannungsgebirge" erzeugen (quasi-dreidimensionale Abbildung). In den Teilbildern a und c wird das Spannungssignal der Mikrobrücke direkt zur Helligkeitsmodulation des Bildschirm verwendet. Helle Stellen sind dabei Gebiete mit großem Spannungssignal.

Eine deutliche Abnahme des Spannungssignals bei 10.6 MHz gegenüber 1 MHz ist aus den Bildern zu entnehmen. Der Abfall im Spannungssignal erstreckt sich bei der niederen Frequenz noch relativ weit in den Kanal hinein, während er bei 10.6 MHz relativ schnell abfällt. Der Grund dafür ist die verkürzte thermische Ausheillänge.

Abschließend sollen noch einige theoretische Modellfälle präsentiert werden, nachdem die Gültigkeit der theoretischen Betrachtungen durch die untersuchten Proben in Übereinstimmung mit den Experimenten festgestellt werden konnte. Die Resultate in Bild 5.22 wurden mit Hilfe der Gleichungen (3.5), (3.6) und (3.12) berechnet. Die verwendeten Parameter wurden teilweise an bereits experimentell ermittelte Werte angelehnt und teilweise aus Literaturwerten für Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit zusammengestellt. Je nach Probenparametern kann man Werte von η in der Größenordnung von weniger als 1 µm erreichen, wenn sich die Frequenz des modulierten Elektronenstrahls im Bereich zwischen 10 und 1000 MHz bewegt.

Es muß jedoch deutlich gemacht werden, daß bei sehr kleinen thermischen Ausheillängen η noch andere Prozesse die räumliche Auflösung dieses Verfahrens begrenzen können. Beispielsweise muß die Streubirne, die der Primärelektronenstrahl im Festkörper hervorruft, miteinbezogen werden, da deren Ausdehnung etwa 1 µm oder weniger beträgt. Die ballistische Phononenausbreitung kann bei reineren Materialien ebenfalls größer werden als die thermische Ausheillänge und somit die räumliche Auflösung wieder verschlechtern. Die Untersuchung dieser Aspekte wird in der Zukunft noch eingehend zu behandeln sein.

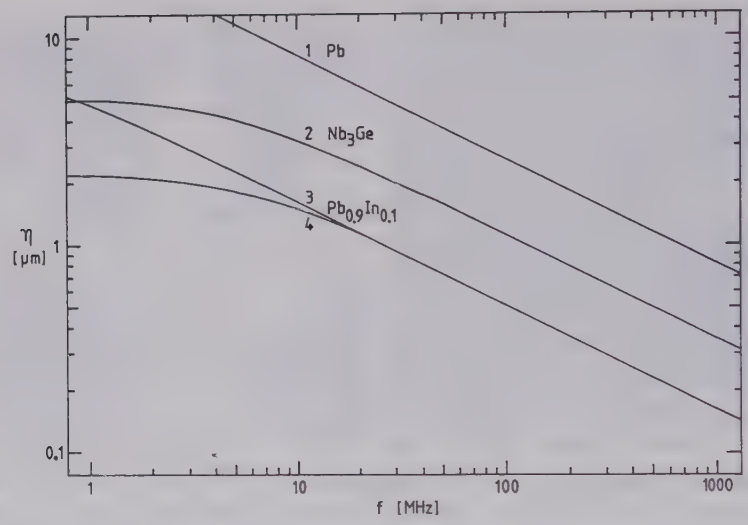


Bild 5.22: Thermische Ausheillänge η in Abhängigkeit von der Strahlmodulationsfrequenz für folgende Modellfälle:

(1) Pb, d = 0.5 μm, α = 5000 W/Km^2, κ = 25 W/Km, C = 12000 Ws/Km^3;

(2) Nb_3Ge, d = 1 μm, α = 10000 W/Km^2, κ = 0.3 W/Km, C = 640 Ws/Km^3;

(3) $Pb_{0.9}In_{0.1}$, d = 0.5 μm, α = 5000 W/Km^2, κ = 1 W/Km, C = 12000 Ws/Km^3;

(4) ebenso wie (3) außer α = 100000 W/Km^2.

In allen Fällen T = 4.2 K.

5.6. ZEITAUFGELÖSTE MESSUNGEN

Bei der Probe PbIn 3 wurden außer den ortsabhängigen Messungen der Spannungssignale zeitaufgelöste Messungen gemacht. Dabei sollte geprüft werden, ob es möglich ist, direkt Laufzeitmessungen eines sich fortpflanzenden Wärmepulses zu machen, der durch die Elektronenbestrahlung induziert wurde. Die Idee dabei ist folgende: der hochfrequent modulierte Elektronenstrahl wird in einem bestimmten Abstand von der Mikrobrücke auf den Film fokussiert und die zeitliche Differenz vom Auftreffen des Elektronenstrahls bis zur Entstehung einer Spannung in der Mikrobrücke gemessen. Daraus ergäbe sich dann die Laufzeit des Wärmepulses und man könnte die Geschwindigkeit der Störungsfortpflanzung bestimmen. Im vorigen Abschnitt 5.5. wurden bereits Phasengeschwindigkeiten v_{ph} ermittelt. Phasengeschwindigkeiten sind in der Regel nur rechnerische Hilfsgrößen, wohingegen die Gruppengeschwindigkeit v_g die eigentliche Geschwindigkeit des Energietransports repräsentiert. Die theoretische Berechnung nach Abschnitt 3.3. ergibt für hohe Frequenzen eine Gruppengeschwindigkeit, die gerade der doppelten Phasengeschwindigkeit entspricht. Prinzipiell läßt sich daher durch die Messung der Phasengeschwindigkeit eine Laufzeitmessung vornehmen. Für die Proben Pb 1, PbIn 2 und PbIn 3 wurden Phasengeschwindigkeiten bestimmt, die alle in der Größenordnung von einigen 100 m/s liegen. Im folgenden sollen nur große Frequenzen betrachtet werden, für die gilt

$$v_{ph} \sim \sqrt{\omega} \quad .$$

Die Wellenlänge λ wird für große Frequenzen vergleichbar mit der dynamischen thermischen Ausheillänge, nämlich

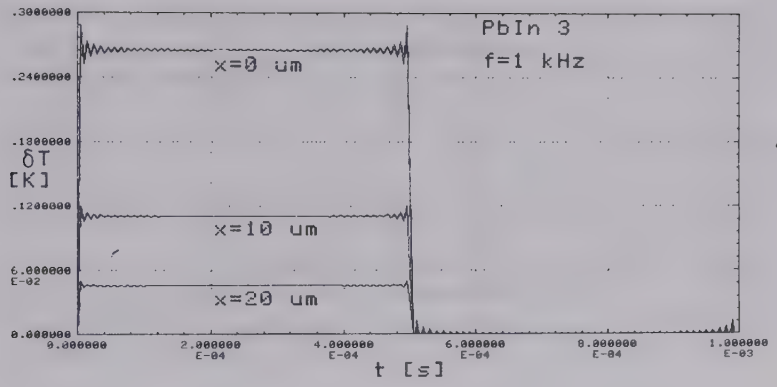
$$\lambda = 2\pi\eta \quad .$$

Im Experiment zur Messung der thermischen Ausheillänge mißt man in der Regel keine Temperaturoszillationen mit der Wellenlänge λ sondern nur eine zeitlich gemittelte Temperaturerhöhung.

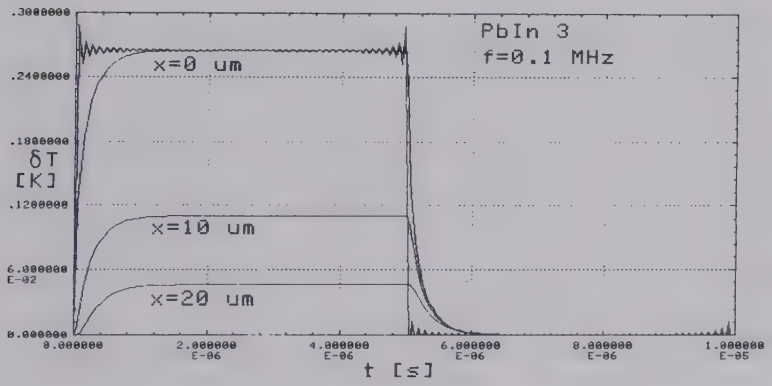
Den statischen Anteil kann man nur bei sehr kleinen Frequenzen mit der Lock-In-Methode nachweisen.

Aus Gleichung (3.11) bzw. (3.17a) wird deutlich, daß die dynamische Temperaturerhöhung bei hohen Frequenzen in ihrer Amplitude abnimmt und zwar proportional zum Kehrwert der Wurzel aus der Frequenz. Für $\omega = 100\ \omega_c$ beträgt die zusätzliche Temperaturerhöhung nur 10 % ihres statischen Anteils. Das bedeutet, daß bei Frequenzerhöhung das Spannungssignal bei konstantem Strom und konstanter Elektronenstrahlleistung immer kleiner wird. Erhöhte man die Strahlleistung, um größere Spannungssignale zu erhalten, träte eine stärkere statische Erwärmung der Probe ein. Auch die lineare Beziehung zwischen Temperaturerhöhung und Spannungssignal wäre dann in Frage gestellt. Es deutet sich hier bereits an, daß man die Frequenz nicht beliebig erhöhen kann, um die räumliche Auflösung zu verbessern. Eine obere Grenze von 100 bis 1000 MHz scheint daher aus meßtechnischen Gesichtspunkten für die zu untersuchenden Materialien sinnvoll zu sein.

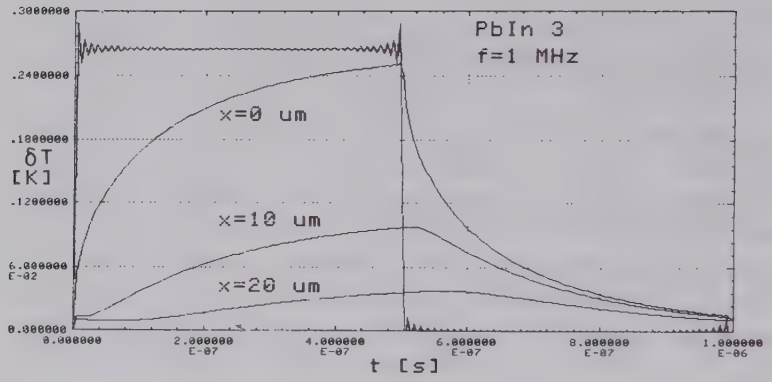
Für die Laufzeitmessungen müßte man untersuchen, wie sich Temperaturpulse sowohl zeitlich als auch räumlich verhalten. Im Abschnitt 3. wurde das eindimensionale Modell eines sinusförmigen Temperaturpulses betrachtet. Hier soll ein Rechteckpuls, durch eine Fourierreihe dargestellt, betrachtet werden, was dem Experiment auch näherkommt. Für die Daten der Probe PbIn 3 wurden bei verschiedenen Frequenzen Temperaturpulse und ihre Wirkung auf die Probe berechnet. Dabei wurde die Gleichung (3.10) zugrunde gelegt und eine Fourierreihe aus dem frequenzabhängigen 2. Term gebildet. Der Rechteckpuls des heizenden Elektronenstrahls mit einem Tastverhältnis von 1 : 1 ist in Bild 5.23 zusätzlich zu den entstehenden Temperaturpulsen in der Probe dargestellt. Die Welligkeit am Anfang und am Ende des Pulses rührt von der Fourieranalyse her. Die Frequenz wurde in den Teilbildern a bis d von 1 kHz über 100 kHz und 1 MHz auf 10 MHz erhöht. Bei einer Frequenz von 1 kHz folgt die Temperaturerhöhung praktisch sofort dem


PbIn 3
f=1 kHz
x=0 um
x=10 um
x=20 um
δT
[K]
t [s]

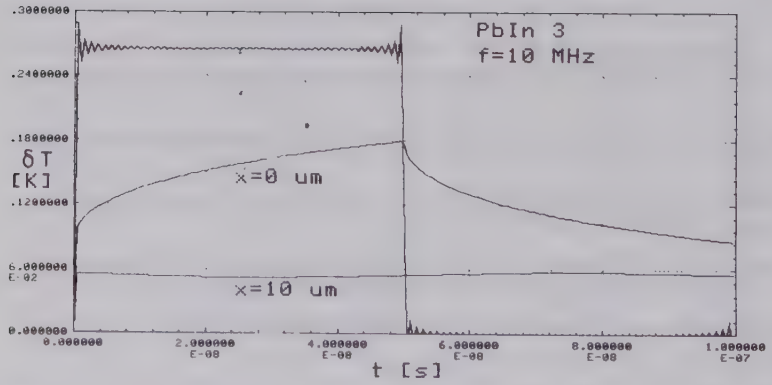
a


PbIn 3
f=0.1 MHz
x=0 um
x=10 um
x=20 um
δT
[K]
t [s]

b



c



d

Bild 5.23: Temperaturpulse und ihre zeitliche Entwicklung für verschiedene Entfernungen des Elektronenstrahls von der Mikrobrücke. Elektronenstrahlleistung P_o = 0.1 µW. Sonstige Daten von Probe PbIn 3.

Elektronenstrahlpuls. Nimmt man die Spannungsentstehung in der Brückenmitte an, kann man die Form der Temperaturpulse in bestimmten Entfernungen berechnen. Bei der kleinsten Frequenz ist zwischen den verschiedenen Entfernungen von 10 µm und 20 µm so gut wie keine zeitliche Differenz und somit kein Laufzeitunterschied auszumachen. Bei höherer Frequenz kommt deutlich der "Einschwingvorgang" zum Tragen. Bei 100 kHz ergeben sich bereits Schwierigkeiten, die Anfangszeiten der Probe festzulegen, um zeitliche Differenzen in den verschiedenen Entfernungen festzustellen. Je höher die Frequenz wird, umso flacher wird der Anstieg der Pulse. Die Maximalamplitude nimmt in der oben angedeuteten Weise ab. Bei einer Frequenz von 10 MHz ist der zeitliche Pulsverlauf in einer Entfernung von 10 µm nahezu konstant. Der Temperaturpuls zerfließt also in relativ kurzer Entfernung von der Brückenmitte.

Wir sehen daraus, daß es in diesem Fall der modulierten Elektronenbestrahlung einer supraleitenden Mikrobrücke nicht möglich ist, direkte Laufzeitmessungen vorzunehmen. Laufzeiten lassen sich nur über den Umweg der Bestimmung der Phasengeschwindigkeit v_{ph} ermitteln.

Was experimentell untersucht werden kann, ist die Form der Temperaturpulse, wie es oben theoretisch schon behandelt wurde. Dazu wurde im elektrischen Meßaufbau der Lock-In-Verstärker durch einen Integratorverstärker (Boxcar) ersetzt, der zeitliche Vorgänge sichtbar machen kann. Die Mikrobrücke PbIn 3 wird wieder mit einer Stromstärke von 9 mA betrieben, die über dem kritischen Strom liegt. Gleichzeitig wird wieder ein senkrechtes Magnetfeld von 70 mT angelegt. Die Temperatur der Probe beträgt 4.2 K. Der Elektronenstrahl wird diesmal während der Messung räumlich konstant gehalten, d.h. der Fokus des Strahls wird beispielsweise direkt auf die Brückenmitte gerichtet oder in einiger Entfernung von ihr auf eine bestimmte Stelle im stromlosen Kanal gerichtet. Der Strahl wird mit einem Tastverhältnis von 1 : 1 gepulst und das zeitabhängige Spannungssignal infolge der Aufheizung durch den

Strahl aufgezeichnet. Die Pulsdauern können variiert werden, was einer Frequenzänderung der Strahlmodulation entspricht. Außerdem wird der Ort des Fokus geändert, und man erhält dadurch die zeitliche Entwicklung von Spannungssignalen in Abhängigkeit von der Entfernung des Auftreffpunkts des Elektronenstrahls von der Brückenmitte. In Bild 5.24 sieht man dies für einen Puls von 10 µs Dauer, was einer Frequenz von 50 kHz entspricht. Da diese relativ niedrig ist, steigt das Spannungssignal steil an und erreicht rasch sein Maximum. Bei der Kurve a wurde der Elektronenstrahl auf die Brückenmitte gerichtet, bei b und c befand sich der Fokus 5 µm bzw. 10 µm von der Brücke entfernt im Kanal. Man sieht hier die Abnahme des Spannungssignals mit der Entfernung. Die Höhe der Maxima zueinander sollten im Verhältnis 100 : 65 : 42 stehen. Dazu benötigt man die thermische Ausheillänge η der jeweiligen Frequenz und die jeweilige Entfernung x des Strahlfokus von der Brückenmitte. Für das Spannungssignal wird dann $V=V_o e^{-x/\eta}$ mit $V_o=V(0)$. Die beobachteten Verhältnisse für diesen Fall sind 100 : 78 : 39. Eine gewisse Diskrepanz gegenüber den theoretischen Verhältnissen ergibt sich durch die ungenaue Lokalisierung der schwächsten Stelle der Mikrobrücke, die nicht mit der Brückenmitte übereinstimmen muß. Die unterschiedlichen Nullpunkte vor Beginn und nach Ende der Pulse sind auf einen elektronischen Effekt des Verstärkers zurückzuführen.

Eine höhere Frequenz von 0.5 MHz, also eine Pulsdauer von 1 µs, wurde für Bild 5.25 verwendet. Die thermische Ausheillänge beträgt hierfür 9.2 µm. Kurve a ist wieder das Signal direkt auf der Brücke, während die Kurven b, c und d Entfernungen von 5 µm, 10 µm und 20 µm von der Brückenmitte entsprechen. Man erkennt deutlich das etwas verzögerte Anwachsen des Signals, wie es auch die theoretischen Kurven zeigen. Zum Vergleich die Verhältnisse der Maxima der Kurven:
theoretisch: 100 : 58 : 33 : 11
experimentell: 100 : 58 : 23 : 10.

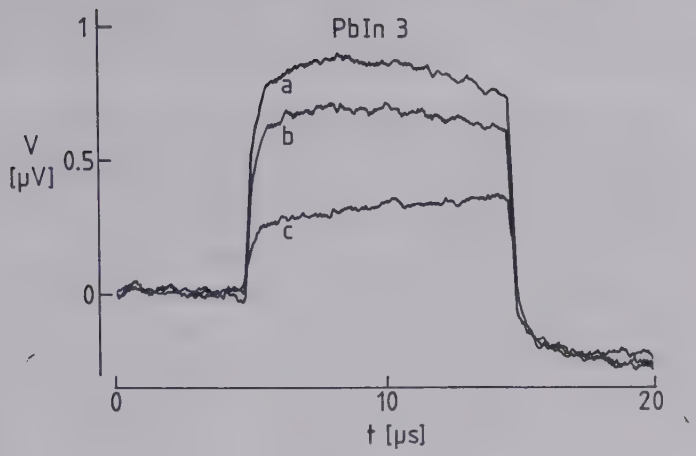


Bild 5.24: Zeitliche Entwicklung eines Temperaturpulses hervorgerufen durch den Elektronenstrahl in verschiedenen Entfernungen von der Mikrobrücke. Pulsdauer 10 μs, Probe PbIn 3.

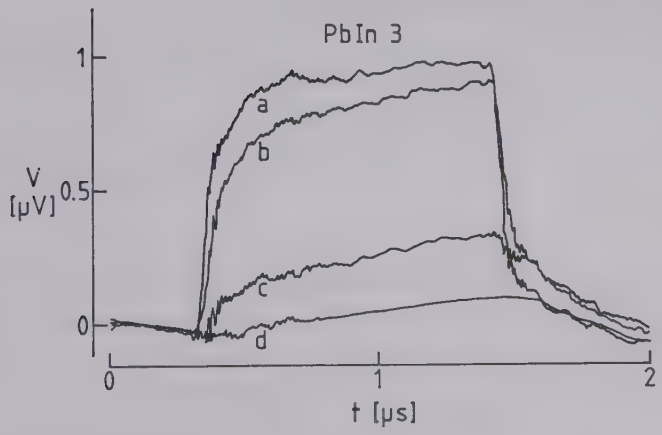


Bild 5.25: Wie Bild 5.24 außer: Pulsdauer 1 μs.

Dies darf als gute Übereinstimmung angesehen werden. Deutlich wird hier auch das Zerfließen des ursprünglichen Rechteckpulses in einer größeren Entfernung von der Brückenmitte.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß zwar keine direkten Laufzeitmessungen eines Temperaturpulses möglich sind aufgrund der Dispersion. Indirekt lassen sich Laufzeiten ermitteln über die Bestimmung der Phasenänderung $d\varphi/dx$, aus der man die Phasengeschwindigkeit berechnen kann. Die Form und räumliche Abhängigkeit der Temperaturpulse kann mit der Theorie verglichen werden und zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 3. beschriebenen Modell. Die Wärmeausbreitung wird hier als diffusiver Prozess betrachtet. Bei reineren Materialien mit größeren Abmessungen können bei tiefen Temperaturen eventuell auch ballistische Phononen als Träger der Wärmeausbreitung in Frage kommen. Diese breiten sich mit Schallgeschwindigkeit aus, womit auch Laufzeitmessungen möglich wären. Da bei unreinen Materialien, wie sie hier vorliegen, die ballistischen Phononen bereits nach einem relativ kurzen Weg von einem Mikrometer oder weniger eine Streuung erfahren, wirkt sich deren Einfluß nur bei sehr kleinen thermischen Ausheillängen η, d.h. bei sehr hohen Strahlmodulationsfrequenzen aus.

6. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSS-FOLGERUNGEN

Bei der Abrasterung eines dünnen supraleitenden Films mit dem Elektronenstrahl eines Rastermikroskops mit Tieftemperaturstufe, können zweidimensionale Spannungsbilder von räumlichen Strukturen der Probe erzeugt werden. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der räumlichen Auflösungsgrenze in der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie. Die Experimente wurden an quasi-eindimensionalen supraleitenden Strukturen durchgeführt. Dabei erwies sich als geeignete Modellgeometrie eine Mikrobrücke, die mit einem quasi-eindimensionalen stromlosen Kanal verbunden war. Die räumliche Auflösung wurde dadurch bestimmt, daß die Spannungsänderung der stromgesteuerten Mikrobrücke als Funktion des Abstandes zwischen Elektronenstrahlfokus und Mikrobrücke gemessen wurde.

Das Hauptergebnis der vorliegenden Untersuchung ist die Tatsache, daß die Wirkung des Elektronenstrahls als lokale Heizung der Probe aufgefaßt werden kann. Dies wird dadurch bestätigt, daß die Messungen in guter Übereinstimmung mit einem theoretischen Modell der eindimensionalen Wärmediffusion sind. Dabei spielt die thermische Ausheillänge eine wichtige Rolle, da sich eine lokale Probenerwärmung innerhalb dieser Länge abbaut. Die thermische Ausheillänge bestimmt somit die räumliche Auflösung.

Wird der Elektronenstrahl hochfrequent moduliert, kommt es aufgrund des thermischen Skin-Effekts zu einer wesentlichen Verkürzung der thermischen Ausheillänge, wodurch die räumliche Auflösung verbessert wird. Für die thermische Ausheillänge lassen sich für verschiedene Materialien mit ihren spezifischen relevanten Parametern Vorhersagen machen. Die thermische Ausheillänge und damit die räumliche Auflösungsgrenze kann in einem Frequenzbereich zwischen 1 MHZ und mehreren 100 MHz in die Nähe von 1 µm gebracht werden.

Bei weiterer Erhöhung der Strahlmodulationsfrequenz würde die thermische Ausheillänge zwar noch mehr verkürzt, aber sie ist dann nicht mehr die entscheidende Größe für die räumliche Auflösung. Gleichzeitig verringert sich die Amplitude des modulierten Signals mit steigender Frequenz beträchtlich. Da bereits die vom Primärelektronenstrahl verursachte Streubirne mit ihrem Durchmesser in der Größenordnung von 1 µm liegt, sind hier gewisse Grenzen gesetzt. Außerdem muß bei reinen Materialien die ballistische Phononenausbreitung berücksichtigt werden. Die Aufklärung solcher Mechanismen war nicht das Ziel dieser Arbeit, weshalb in dieser Richtung auch keine Experimente durchgeführt wurden.

7. ANHANG

7.1. LÖSUNG DER WÄRMEBILANZGLEICHUNG MIT HILFE DES GREENSCHEN FORMALISMUS

Ausgangspunkt ist die Gleichung (3.8) aus Abschnitt 3.3. Zunächst führt man die normierten Größen

$$\tilde{x} = x/\eta_o \quad , \quad \tilde{t} = t/\tau \quad \text{und} \quad \tilde{\omega} = \omega\tau = \omega/\omega_c \text{ ein.}$$

Außerdem sei o.B.d.A. $x_o = 0$. Die Temperatur wird ebenfalls transformiert auf $\tilde{T} = T - T_B$. Daraus folgt dann

$$-\frac{\partial^2\tilde{T}}{\partial\tilde{x}^2} + \frac{\partial\tilde{T}}{\partial\tilde{t}} + \tilde{T} = W_o\delta(\tilde{x})(1 + e^{i\tilde{\omega}\tilde{t}}) \qquad (7.1).$$

Für die Temperatur wählt man den Ansatz

$$\tilde{T}(\tilde{x}) = \tilde{T}_{stat}(\tilde{x}) + \tilde{T}_{dyn}(\tilde{x})e^{i\tilde{\omega}\tilde{t}} \qquad (7.2).$$

Mit diesem Ansatz separiert Gleichung (7.1) in eine Gleichung für den statischen und eine für den dynamischen Anteil:

$$-\frac{\partial^2\tilde{T}_{stat}}{\partial\tilde{x}^2} + \tilde{T}_{stat} = W_o\delta(\tilde{x}) \qquad (7.3a)$$

und

$$-\frac{\partial^2\tilde{T}_{dyn}}{\partial\tilde{x}^2} = (1 + i\tilde{\omega})\tilde{T}_{dyn} = W_o\delta(\tilde{x}) \qquad (7.3b)$$

unter den folgenden Randbedingungen

$$\lim_{x\to\infty} \tilde{T}_{stat}(\tilde{x}) = 0 \qquad (7.4a)$$

und

$$\lim_{x\to\infty} \tilde{T}_{dyn}(\tilde{x}) = 0 \qquad (7.4b).$$

Dabei wird der dynamische Anteil als zusätzliche Temperaturerhöhung zu einer statischen Aufheizung aufgefaßt, die immer bei der Elektronenbestrahlung auftritt.

Im folgenden wird nur der dynamische Fall behandelt, da der statische Fall daraus für $\tilde{\omega} = 0$ hervorgeht.

Gleichung (7.3b) läßt sich mit der Green-Funktion $R(\tilde{x},\tilde{x}')$ lösen, für die gilt:

$$-\frac{\partial^2 R(\tilde{x},\tilde{x}')}{\partial \tilde{x}^2} + (1 + i\tilde{\omega})R(\tilde{x}, \tilde{x}') = \delta(\tilde{x} - \tilde{x}') \qquad (7.5)$$

mit der Beziehung

$$\tilde{T}_{dyn}(\tilde{x}) := W_o \int_{-\infty}^{\infty} R(\tilde{x},\tilde{x}')\delta(\tilde{x}')d\tilde{x} \qquad (7.6).$$

Für $\tilde{x} < \tilde{x}'$ gilt dann mit $(1 + i\tilde{\omega}) =: \hat{k}^2$

$$-\frac{\partial^2 R}{\partial \tilde{x}^2} + \hat{k}^2 R = 0 \qquad (7.7)$$

unter der Randbedingung

$$\lim_{\tilde{x}\to-\infty} R(\tilde{x}, \tilde{x}') = 0 \qquad (7.8a).$$

Als Lösung von (7.7) erhöht man

$$R_1 = Ae^{\hat{k}\tilde{x}} \qquad (7.9a).$$

Für $\tilde{x} > \tilde{x}'$ folgt auf dieselbe Weise mit der Randbedingung

$$\lim_{\tilde{x}\to\infty} R(\tilde{x}, \tilde{x}') = 0 \qquad (7.8b)$$

die zweite Lösung

$$R_2 = Be^{-\hat{k}\tilde{x}} \qquad (7.9b).$$

Die beiden Lösungen müssen für $\tilde{x} = \tilde{x}'$ identisch sein:

$$Ae^{\hat{k}\tilde{x}'} = Be^{-\hat{k}\tilde{x}'} \qquad (7.10).$$

Durch Integration von Gleichung (7.5) über $\tilde{x}$ folgt:

$$\int_{\tilde{x}'-\varepsilon}^{\tilde{x}'+\varepsilon} \left(-\frac{\partial^2 R}{\partial \tilde{x}^2} + \hat{k}^2 R\right) d\tilde{x} = \int_{\tilde{x}'-\varepsilon}^{\tilde{x}'+\varepsilon} d\tilde{x}\,\delta(\tilde{x} - \tilde{x}') \equiv 1 \qquad (7.11)$$

(ε sei infinitesimal klein).

Daher erhält man

$$-\left(\frac{\partial R}{\partial \tilde{x}}\Big|_{\tilde{x}'+\varepsilon} - \frac{\partial R}{\partial \tilde{x}}\Big|_{\tilde{x}'-\varepsilon}\right) = 1 \qquad (7.12).$$

Mit (7.9a) und (7.9b) folgt

$$\hat{k}Be^{-\hat{k}\tilde{x}'} + \hat{k}Ae^{\hat{k}\tilde{x}'} = 1 \qquad (7.13).$$

Aus (7.10) folgt gleichzeitig

$$-\hat{k}Be^{-\hat{k}\tilde{x}'} + \hat{k}Ae^{\hat{k}\tilde{x}'} = 0 \qquad (7.14).$$

Bildet man die Summe aus den Gleichungen (7.13) und (7.14), können die Koeffizienten A und B bestimmt werden:

$$A = \frac{1}{2\hat{k}} e^{-\hat{k}\tilde{x}'} \qquad (7.15a)$$

$$B = \frac{1}{2\hat{k}} e^{\hat{k}\tilde{x}'} \qquad (7.15b).$$

Die vollständige Green-Funktion heißt daher

$$R(\tilde{x}, \tilde{x}') = \frac{1}{2\hat{k}} \cdot \begin{cases} e^{\hat{k}(\tilde{x}-\tilde{x}')} & \text{für } \tilde{x} < \tilde{x}' \\ e^{-\hat{k}(\tilde{x}-\tilde{x}')} & \text{für } \tilde{x} > \tilde{x}' \end{cases} \qquad (7.16).$$

Für $x > 0$ erhält man aus (7.6)

$$\tilde{T}_{dyn}(\tilde{x}) = W_o R(\tilde{x}, 0)$$

bzw.

$$\tilde{T}_{dyn}(\tilde{x}) = \frac{1}{2\hat{k}} W_o e^{-\hat{k}\tilde{x}} \qquad (7.17).$$

Diese komplexe Lösung beinhaltet den komplexen Wellenvektor $\hat{k}$, der definiert war durch

$$\hat{k}^2 := 1 + i\tilde{\omega} \quad .$$

Real- und Imaginärteil von $\hat{k}$ heißen

$$\mathrm{Re}\hat{k} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + \tilde{\omega}^2} + 1)} =: \eta_o/\eta \qquad (7.18a)$$

und

$$\mathrm{Im}\hat{k} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + \tilde{\omega}^2} - 1)} =: \eta_o k \qquad (7.18b),$$

wobei gilt $\mathrm{Re}\hat{k}(\tilde{\omega} = 0) = 1$
und $\mathrm{Im}\hat{k}(\tilde{\omega} = 0) = 0$.

Mit den Bezeichnungen $\tilde{T}_{dyn}^*$ und $\hat{k}^*$ für die komplex konjugierten Größen von $\tilde{T}_{dyn}$ und $\hat{k}$ lautet der Betrag von $\tilde{T}_{dyn}$ aus Gleichung (7.17)

$$|\tilde{T}_{dyn}(\tilde{x})| = \sqrt{\tilde{T}_{dyn} \cdot \tilde{T}_{dyn}^*} = \left(\frac{1}{4\hat{k}\hat{k}^*} W_o^2 e^{-(\hat{k}+\hat{k}^*)\tilde{x}}\right)^{1/2} \quad \text{bzw.}$$

$$|\tilde{T}_{dyn}(\tilde{x})| = \frac{W_o}{2\sqrt[4]{1+\tilde{\omega}^2}} e^{-\mathrm{Re}\hat{k}\tilde{x}} =: \delta T_{dyn}(\tilde{x}) \qquad (7.19).$$

Mit der Bezeichnung δT_{dyn} soll angedeutet werden, daß es sich nur um (kleine) Temperaturänderungen handelt. Der statische Anteil der Temperaturänderung $\delta T_{stat} := |\tilde{T}_{stat}|$ ergibt sich unmittelbar daraus für $\tilde{\omega} = 0$:

$$\delta T_{stat}(\tilde{x}) = \frac{W_o}{2} e^{-\tilde{x}} \qquad (7.20).$$

Die Rücktransformation auf die dimensionsbehafteten Größen x, t und ω ergibt dann

$$\delta T_{stat}(x) = \frac{W_o}{2} e^{-x/\eta_o} \qquad (7.21a)$$

und

$$\delta T_{dyn}(x) = \frac{W_o}{2} \frac{1}{\sqrt[4]{1+(\omega/\omega_c)^2}} e^{-x/\eta} \qquad (7.21b)$$

mit

$$\eta = \eta_o \Big/ \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+(\omega/\omega_c)^2} + 1\right)} \qquad (7.22),$$

was als dynamische thermische Ausheillänge im Gegensatz zur statischen thermischen Ausheillänge η_o bezeichnet werden soll.

7.2. TABELLE DER VERWENDETEN PROBEN

	Herstellung	Dicke [µm]	Breite [µm]	Länge [µm]	Kanallänge [µm]	Restwiderstands-verhältnis	spez.Widerstand bei 4.2K[µΩcm]	Bemerkungen
Sn 4	A, F, I	0.5	1	75	-	-	0.2	LB
SnAu 1	FCB,A,FCB,A	0.5	2	75	-	20	0.2	LB, 5nm dicker Mittel-abgriff aus Gold
Sn 9	FCB, A	0.5	5	10	ca. 200	9	4.35	MB, O_2-dotiert
Sn 10	FCB, A	0.5	5	10	ca. 200	45	0.70	MB
Pb 1	FBS, A	0.5	8	16	ca. 800	90	1.1	MB
PbIn 2	FBS, A	0.54	2.7	7.0	ca. 140	7.5	3.2	MB, 5 nm Gold zwischen Sub-strat u. Film
PbIn 3	FBS, A	0.6	3.0	7.6	ca. 140	5	4.7	MB

A: Aufdampfen in der Hochstromanlage,

F: Fotolithografie, I: Ionenätzen, FCB: Fotolithografie mit Chlorbenzol,

FBS: Fotolithografie mit Belichtung durch das Substrat hindurch, LB: lange Brücke,

MB: Mikrobrücke

8. LITERATURVERZEICHNIS

[1] J. I. Goldstein, H. Yakowitz, Practical Scanning Electron Microscopy, Plenum, New York (1975)

[2] C. W. Oatley, The Scanning Electron Microscope, Cambridge (1972)

[3] L. Reimer, G. Pfefferkorn, Rasterelektronenmikroskopie, Springer, Berlin (1977)

[4] H. P. Feuerbaum, Verhandl. DPG (VI) 17, 740 (1982)

[5] L. Reimer, Scanning 1, 3 (1978)

[6] John R. Clem, R. P. Huebener, J. Appl. Phys. 51, 2764 (1980)

[7] B. W. Griffiths, J. A. Venables, Scanning Electron Microscopy IITRI, Chicago, 9 (1972)

[8] E. M. Hörl, Electron Microscopy, The Inst. of Physcis, London-Bristol, 374 (1972b)

[9] P. L. Stöhr, R. P. Huebener, Cryogenics 19, 472 (1979)

[10] H. Seifert, Cryogenics 22, 657 (1982)

[11] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham, J. Appl. Phys. 45, 4054 (1974)

[12] R. Eichele, H. Seifert, R. P. Huebener, Appl. Phys. Lett. 38, 383 (1981)

[13] R. Eichele, R. P. Huebener, H. Pavlicek, H. Seifert, Physica 108B, 1029 (1981)

[14] R. Eichele, L. Freytag, H. Seifert, R. P. Huebener, J. R. Clem, J. Low Temp. Phys. 52, 449 (1983)

[15] R. Eichele, R. P. Huebener, H. Seifert, K. P. Selig, Phys. Lett. 87A, 469 (1982)

[16] R. Eichele, R. P. Huebener, H. Seifert, Z. Physik B48, 89 (1982)

[17] P. W. Epperlein, H. Seifert, R. P. Huebener, Phys. Lett. 92A, 146 (1982)

[18] H. Seifert, R. P. Huebener, P. W. Epperlein, Phys. Lett. 95A, 326 (1983)

[19] H. Pavlicek, L. Freytag, R. P. Huebener, H. Seifert, IEEE Transactions on Magnetics, MAG-19, 1296 (1983)

[20] W. Buckel, Supraleitung, Physik-Verlag (1972)

[21] D. N. Langenberg, Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics, edited by M. Krusius and M. Vuorio (North-Holland, Amsterdam, 1975), Vol. V, p. 223

[22] A. Schmid, J. Phys. (Paris), Coll. C6, Suppl. 8, 1360 (1978)

[23] M. Tinkham, Festkörperprobleme/Advances in Solid State Physics, edited by J. Treusch (Vieweg Verlag, Braunschweig, 1979) Vol. 19

[24] K. E. Gray (Ed.), Nonequilibrium Superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries, Nato Advanced Study Institute, Plenum Press (1981)

[25] A. Schmid, Phys. Rev. Lett. 38, 922 (1977)

[26] J.-J. Chang, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B15, 265 (1977)

[27] G. Schön, A.-M. Tremblay, Phys. Rev. Lett. 42, 1086 (1979)

[28] N. S. Koshlyakov, M. M. Smirnov, E. B. Gliner, Differential Equations of Mathematical Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1964)

[29] J. M. Ziman, Prinzipien der Festkörpertheorie, Akademie-Verlag Berlin (1974)

[30] G. S. Cargill III, Physics Today 27, October 1981

[31] M. Hatzakis, B. J. Canavello, J. M. Shaw, IBM J. Res. Develop. 24, 452 (1980)

[32] A. F. Andreév, Sov. Phys. JETP 19, 1228 (1964)

[33] T. Hsiang, J. Clarke, Phys. Rev. B21, 945 (1980)

[34] M. D. Feuer, D. E. Prober, IEEE Trans. Electron Devices ED-28, 1375 (1981)

[35] J. Clarke, T. Y. Hsiang, Phys. Rev. Lett. 34, 1217 (1975)

[36] A. Gopinath, M. S. Hill, J. Phys. E10, 229 (1977)

[37] E. Menzel, E. Kubalek, BEDO 11, 47 (1978)

[38] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, Solid State Physics, Holt, Rinehart and Winston (1976)

Die vorliegende Arbeit entstand am Physikalischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. R. P. Hübener, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und durch zahlreiche Diskussionen ihr Zustandekommen förderte. Herrn Dr. H. Seifert bin ich ebenfalls zu großem Dank verpflichtet, da er mir stets hilfreich zur Seite stand. Herrn Dr. R. Eichele danke ich für die geduldige Unterstützung bei der Durchführung zahlreicher Experimente, sowie Herrn L. Freytag für die Diskussion der theoretischen Aspekte dieser Arbeit. Mein Dank gilt auch allen übrigen Mitgliedern des Instituts, für die stellvertretend Herr H.-G. Wener namentlich erwähnt werden soll.

Weiterhin danke ich den Herren Dr. K. E. Gray (Argonne National Laboratory) und Prof. John R. Clem (Ames Laboratory) für wertvolle Hinweise und Diskussionen.

Frau Marie-Luise Fenske danke ich für das sorgfältige Tippen dieser Arbeit.

Meinen Eltern und meiner Frau möchte ich für die Unterstützung während meines gesamten Studiums besonders herzlich danken.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung.

L E B E N S L A U F

Persönliches

Herbert Pavlicek, geb. am 27.8.1954 in Schwenningen/N.,
Eltern: Erich und Annemarie Pavlicek, geb. Luckner,
deutsche Staatsangehörigkeit, verheiratet seit 28.11.75

Schulbildung

1961 - 1965 Grundschule in Schwenningen und Villingen
1965 - 1973 Gymnasium Villingen, Abitur am 7.6.1973

Wehrdienst

7/73 - 3/75 in Neuburg/Donau und Immendingen

Studium

4/75 - 9/80 Physikstudium an der Universität Tübingen
Diplom am 30.9.1980

Berufstätigkeit

10/80 - 9/83 wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen
Promotion seit 10/80 bei Prof. R. P. Hübener
Thema: "Experimentelle Untersuchung der räumlichen Auflösungsgrenze in der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie"

Akademische Lehrer

M. Baumann, G. Dähn, M. Dal Cin, W. Dittrich, G. Elwert,
F. Gönnenwein, W. Güttinger, R. P. Hübener, C. Jönsson,
E. Kasper, P. Kramer, H. Krüger, G. Mack, G. Möllenstedt,
R. Schief, R. Speidel, G. Staudt, H. Stumpf

Druck: Zeeb-Druck, Tübingen 7 (Hagelloch)